К. ПФЛЕЙДЕРЕР

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ И ПРОПЕЛЛЕРНЫЕ НАСОСЫ

ОНТИ-НКТП-СССР-1937

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По вине
19	2 сверху	§ 89а	§ 80а	Ред.
71	12 снизу	II секундная	II из канала выходит секундная	"
123	19 сверху	по сравнению с H_{th}	по сравнению с $H_{th\,\infty}$	"
151	10 снизу	сжатия	сужения	"
190	7 сверху	в спиральной	в спиральном	Корр.
207	9 снизу	$c_{3u'}$	$c_{3ux'}$	Тип.
226	20 снизу	$= \sqrt{\alpha H}$	$= \sqrt{\alpha H}$	"
247	ур. (5)	$_iF\sqrt{2gH_x} =$	$\mu_i F_i \sqrt{2gH_x} =$	"
302	1 снизу	$s_2' = \frac{s_2'}{\sin\lambda_2}$	$s_2' = \frac{s_2}{\sin\lambda_2}$	Корр.

Пфлейдерер. Центробежные и пропеллерные насосы.

К. ПФЛЕЙДЕРЕР

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ И ПРОПЕЛЛЕРНЫЕ НАСОСЫ

ПЕРЕВОД со 2-го НЕМЕЦКОГО ИЗДАНИЯ И РЕДАКЦИЯ
ИНЖ. В. И. ПОЛИКОВСКОГО, ИНЖ. В. К. РЕРИХ
И Д-Р ИНЖ. К. А. УШАКОВА

Утверждено в качестве учебного пособия ПМК ГУУЗ'а для машиностроительных втузов

Цена 9 р. 75 к., пер. 1 р. 50 к.

НКТП СССР
ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА 1937 ЛЕНИНГРАД

ЭГ-45-5-3
Пр. ТКК. № 83 от 15/I—37 г.

Рецензент проф. *И. И. Куколевский*

Данная книга является переводом наиболее совершенного пособия по центробежным и осевым насосам (из всех выпущенных за границей за последнее время книг). Автор, получивший уже широкую известность, предназначает эту книгу как для инженеров, работающих в областях, связанных с изготовлением и эксплоатацией насосов, так и для преподавателей и студентов втузов.

В книге имеются данные, отсутствующие (или весьма бегло освещаемые) в других подобных курсах. Большое количество чертежей делает изложение особенно наглядным и дает конструкторам много чрезвычайно нужного для них материала.

Редактор инж. *В. К. Рерих* Техредактор *Т. С. Малышева*
Подписал к печати техредактор *В. Н. Шипов.*

Сдано в производство 3/XII-36 г. Подписано к печати 7/VI-37 г.
Формат бумаги $62 \times 94/_{16}$ Количество печ. листов 31
Количество бум. листов 15,5 Учетно-авторских листов 43,12
Тип. знаков в 1 бум. листе 99800 Авторских листов 42,15
Энергоредакция № 3 Заказ № 4077 Учетный № 7247
Уполномоченный Главлита Б-19863 Тираж 7000

2-я типография ОНТИ им. Евг. Соколовой. Ленинград, пр. Красных Командиров, 29.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРЕВОДУ

В числе книг, посвященных расчету и проектированию насосов, капитальный труд Пфлейдерера выгодно отличается полнотой охвата трактуемых проблем и систематичностью изложения. В изложении автор сумел найти правильные соотношения между теорией и практическими методами расчета, удачно избегая как грубого эмпиризма, так и излишней теоретичности и все время оставаясь на базе ясных физических представлений.

Несмотря на то, что в части описания конструкций автор основывается на опыте одних только европейских машиностроительных фирм, книга эта может служить ценным пособием как для студентов, впервые изучающих данный предмет, так и для конструкторов, проектировщиков и научных исследователей, работающих в этой области.

В заключение следует отметить, что при переводе в целом ряде случаев возникали существенные затруднения в вопросах терминологии, как, например, в переводе терминов Minderleistung, Schaufelarbeit и др. Ввиду отсутствия в нашей технической литературе установившейся терминологии в большинстве случаев сохранены терминологические особенности немецкого текста.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА КО 2-МУ ИЗДАНИЮ

Быстрое развитие в области насосостроения со времени первого издания этой книги как в смысле конструкций машин, так и в смысле теоретических основ вызвало необходимость глубокой переработки книги и увеличения объема. Ввиду того, что расположение материала в первом издании оказалось удачным, что явствует, между прочим, и из того, что книга была переведена на французский язык, в новом издании это расположение сохранено. Точно так же сохранено и общее направление книги, а именно подобрать материал для инженера таким образом, чтобы изучающий вопрос мог учиться, а практик мог найти нужные ему сведения в соответствующей форме. При этом было обращено внимание на то, чтобы основные положения были особенно ясны. Как и в прежнем издании, для расчета всех лопаток, за исключением имеющих крылообразный профиль, применялась элементарная струйная теория. Чрезвычайно важный вопрос о взаимном влиянии лопаток колеса и направляющего аппарата разработан здесь значительно более глубоко. Вывод формул, необходимых для определения этого влияния, в новом издании приведен в гораздо более простой форме, чем в прежнем.

Разделы, посвященные гидромеханике, расширены новыми понятиями, как, например, понятием о циркуляции, вообще говоря, являющимся чисто математическим инструментом, однако все более и более

применяемым инженерами как средство, необходимое для усвоения новой литературы. Однако изложение должно было быть приспособлено к кругозору инженеров. Так, например, там, где говорится о лопатках одинарной кривизны, добавлены разделы о лопатках с входной кромкой, вынесенной вперед в зону поворота потока, и о практических возможностях увеличения всасывающей способности насоса путем применения нерабочих концов лопаток. Быстроходным типам насосов, а именно насосам с лопатками двоякой кривизны, пропеллерным и винтовым, значение которых при все повышающихся подачах и числах оборотов все увеличивается, отведено также большое место. В связи с этим большое внимание было уделено кавитации и законам моделирования. Расчет направляющих устройств соответствует новейшим опытам в этой области, а при спиральных кожухах особенное внимание уделено влиянию трения. Увеличивающееся значение подачи горячей воды было точно так же учтено как с точки зрения особенностей конструкций, так и с точки зрения мероприятий, позволяющих увеличить длину устойчивой части характеристики.

Количество примерных расчетов значительно увеличено. Они даны в таком виде, что могут быть понятны даже читателю с недостаточной математической подготовкой.

При описании конструкций в последней главе благодаря помощи, оказанной мне фирмами, строящими насосы, я смог заменить устаревшие конструкции новыми, а в области питательных насосов, насосов для скважин и подводных насосов — дать новый материал. Приведены также примеры крупных насосных установок.

Ввиду того что самовсасывающие насосы входят все более и более в жизнь и вытесняют при малых мощностях обычные насосы, основы их работы приведены в приложении к книге. Это было полезно также и потому, что изучение работы этих насосов полезно и для понимания работы насосов обычного типа.

Для того чтобы, несмотря на это увеличение объема, сохранить наглядность всего материала, в некоторых, не важных, местах были произведены сокращения. Точно так же материал, который бывает нужен лишь в исключительных случаях или для проведения исследований, набран мелким шрифтом.

Надо также указать, что в уравнениях было произведено некоторое изменение обозначений по сравнению с первым изданием, для того чтобы согласовать их с произведенной за истекший период времени унификацией последних. Например, секундная подача обозначена знаком Q вместо V. Это изменение было введено не без размышлений, так как при применении выводов к центробежным нагнетателям (вентилятор, турбокомпрессор), где Q применяется для обозначения отведенного тепла, значение V должно быть сохранено.

Далее я приношу благодарность инженерам Нюль (v. der Nüll), Хагмайеру (Hagmayer) и Меркелю (Merkel) за помощь в составлении новых чертежей и составлении примерных расчетов.

Брауншвейг, 1932. ***Пфлейдерер***

ОГЛАВЛЕНИЕ

D. Анализ работы рабочего колеса центробежного насоса по элементарной (одноразмерной) струйной теории

E. Влияние конечного числа лопаток

F. Направляющие устройства

G. Зависимость между расходом, напором и числом оборотов. Характеристическая поверхность

H. Отдельные потери и их влияние на конструкцию насоса

I. Кавитация

K. Законы гидравлического подобия. Изучение моделей

L. Рабочие колеса с лопатками двоякой кривизны

M. Осевые (пропеллерные) насосы

N. Уравновешивание силы осевого давления

O. Конструкции отдельных деталей

P. Конструкции насосов и насосных установок

Приложение: Самовсасывающие насосы

ВВЕДЕНИЕ

Приспособления для подачи жидкостей называются **насосами**. Таким образом насосы являются машинами, назначение которых совпадает с назначением транспортирующих машин, например, — грузоподъёмных. Принцип действия их, однако, совсем иной в связи с тем, что жидкости могут двигаться по трубопроводам произвольной формы при сравнительно небольшой затрате работы. Насос включается в трубопровод, соединяющий начальную точку (место всасывания) с конечной, причем назначением насоса является сообщение жидкости энергии, требуемой для ее продвижения. Одна сторона насоса работает на всасывание, другая — на нагнетание. Иначе говоря, насос создает давление в трубопроводе со стороны выхода из насоса (нагнетательного патрубка) и разрежение со стороны всасывающего патрубка. Таким образом если рассматривать работу насосов независимо от привключенных трубопроводов, то **назначением насоса следует считать подачу жидких или газообразных тел из области низкого давления в область высокого давления**. Преодолеваемая разность давлений, выраженная в метрах водяного столба, называется **высотой подачи** или **напором** насоса.

Если ограничиться рассмотрением только капельных жидкостей, то насос можно рассматривать как обращенный водяной двигатель (с которым насосы имеют много общего также и с точки зрения конструктивной). При этом насосы, как и гидравлические двигатели, можно разбить на две основные группы, а именно:

1. **Поршневые насосы**, которые можно рассматривать как обращенную водостолбовую машину (в настоящее время эти последние уже не применяются). Характерным для этого типа является возвратно-поступательное движение поршня в замкнутом цилиндрическом сосуде. Подаваемой жидкости энергия давления сообщается непосредственно статическим воздействием поршня.

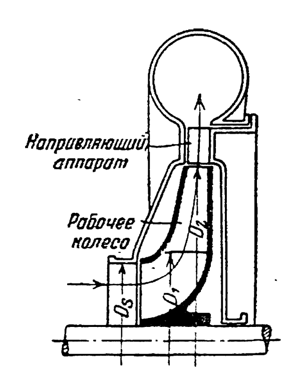
2. **Турбонасосы**, которые можно считать обращенной водяной турбиной.

Помимо этих двух упомянутых наиболее существенных типов насосов имеются также и другие типы, имеющие второстепенное значение, в которых двигатель и насос объединены и которые поэтому не могут найти себе аналогичных устройств среди гидравлических двигателей. Таковы, например, **инжекторные насосы**, **тараны**, насос Маммута и т. д.

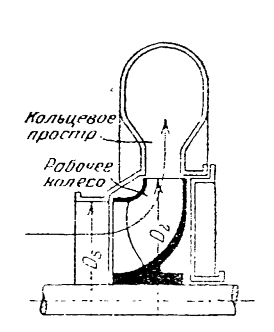
Предлагаемая книга охватывает исключительно **турбонасосы для капельных жидкостей**. Во всех рассуждениях принято, что подаваемая жидкость есть вода, за исключением случаев, оговариваемых особо.

В турбонасосах требуемая разность давлений создается при помощи **вращающегося рабочего колеса, снабженного лопат-**

к а м и. В связи с воздействием лопаток на воду получается одновременное повышение и давлений и скоростей. Для того чтобы преобразовать полученное повышение скоростей в статический напор, вода, выходящая из рабочего колеса, направляется дальше при помощи неподвижных каналов, сечение которых постепенно увеличивается, благодаря чему скорость преобразуется в давление. Совокупность этих,

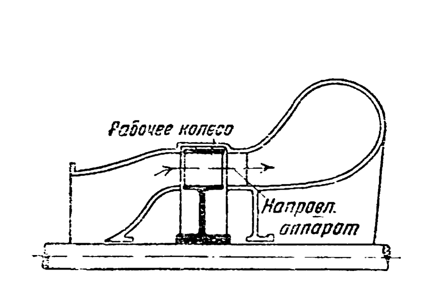


Фиг. 1. Радиальный насос с направляющим аппаратом.

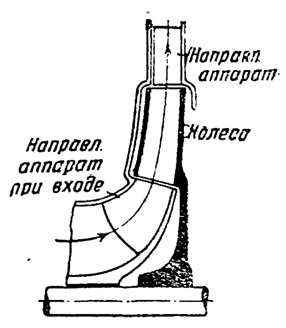


Фиг. 2. Насос с входом по оси и радиальным выходом без направляющего аппарата.

связанных с кожухом, направляющих каналов называют н а п р а в л я ю щ и м к о л е с о м, или н а п р а в л я ю щ и м а п п а р а т о м. В некоторых случаях устраивается только один направляющий канал, охватывающий все рабочее колесо, причем в этом случае направляющий канал имеет форму спиралеобразной трубы.



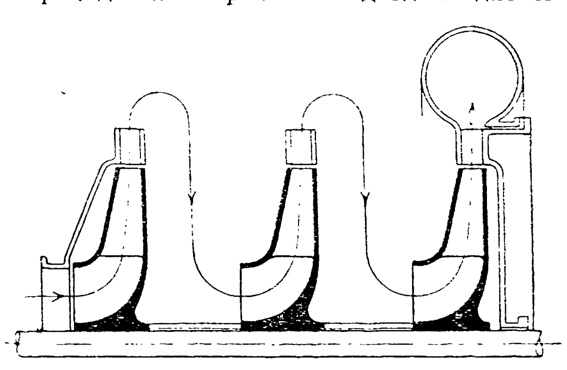
Фиг. 3. Осевой насос.



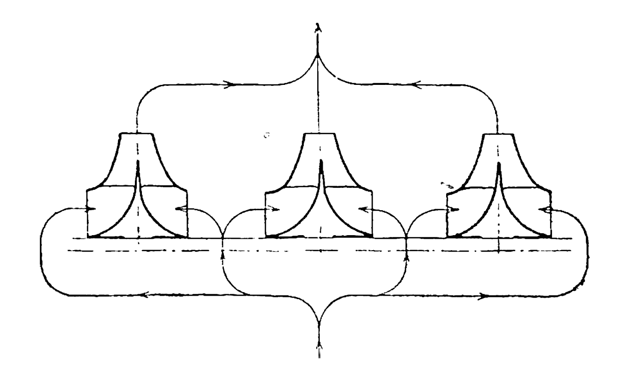
Фиг. 4. Насос с направляющим аппаратом при входе и выходе.

На фиг. 1—4 схематически изображены всевозможные типы насосов. Вода может подводиться к лопаткам рабочего колеса от его оси и итти далее к периферии (фиг. 1); в этом случае, проецируя (по окружностям) линию тока на осевую (меридиональную) плоскость, мы увидим, что ее проекция проходит в основном радиально, изнутри наружу. Вода подтекает к рабочему колесу в осевом направлении и отклоняется в направлении радиуса уже в самом рабочем колесе. Этот

тип турбонасоса, называемый обычно центробежным насосом, встречается наиболее часто: принцип его действия основан на том, что центробежные силы действуют в направлении протекания, способствуя созданию повышенного давления. Обратное направление подачи воды снаружи внутрь теоретически возможно, но никогда не применяется в насосах в связи с возникающими при этом конструктивными и эксплоатационными неудобствами. Часто приходится встречать подвод жидкости к лопаткам рабочего колеса в осевом направлении, при радиальном выходе ее из колеса (фиг. 2), что соответствует форме рабочего колеса гидравлической турбины Френсиса. В некоторых случаях, при высокой быстроходности и небольших напорах, представляется выгодным подводить воду к рабочему колесу в осевом направлении и отводить ее в этом же направлении (фиг. 3). В последнее время таким осевым насосам уделяется особенно много внимания. Обычно вода поступает к рабочему колесу через всасывающий трубопровод без особых направляющих аппаратов, и только в исключительных случаях ставятся направляющие лопатки при входе. Назначением таких подводящих направляющих аппаратов является подвод воды к рабочему колесу в определенном (отличном от радиального) направлении (фиг. 4).



Фиг. 5. Многоступенчатая схема.



Фиг. 5а. Многопоточная схема.

С увеличением высоты напора при заданном расходе мы доходим постепенно до определенной границы, выше которой развивать весь нужный напор при помощи одного рабочего колеса становится экономически невыгодным. Следует отметить, что для любой высоты напора и для любого числа оборотов можно спроектировать соответствующее рабочее колесо. Однако применение такого колеса будет сопровождаться низким коэфициентом полезного действия (к. п. д.) и нерациональными конструктивными формами. Поэтому в подобных случаях приходится преодолевать заданную высоту напора при помощи последовательного включения нескольких рабочих колес, т. е. путем устройства многоступенчатого насоса. Очевидно, что в этом случае высота напора каждого отдельного колеса получается соответственно

меньшей. При этом все рабочие колеса сидят на одном и том же валу (фиг. 5).

Так же как при высоких напорах, появляется необходимость в разделении давления на несколько ступеней, так и при значительных подачах появляется необходимость расчленения подачи при помощи установки нескольких рабочих колес, но включенных уже параллельно: на фиг. 5а показан такой „многопоточный“ насос с несколькими параллельно включенными рабочими колесами, каждое из которых выполнено с двусторонним всасыванием.

При рассмотрении турбонасосов приходится иметь дело с явлениями течения жидкости через неподвижные и вращающиеся каналы; поэтому, прежде чем мы приступим непосредственно к рассмотрению самих насосов, мы изучим основные законы, касающиеся течения жидкостей. Начнем же мы это с рассмотрения некоторых особенно важных для последующего физических свойств жидкостей, главным образом, воды.

А. НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ

1. УДЕЛЬНЫЙ ВЕС

При технических расчетах удельный вес γ (вес единицы объема) обычно считается постоянной величиной, например, для воды $\gamma = 1\,000$ *кг/м*³, что в действительности соответствует дистиллированной воде при температуре 4° С и давлении 760 *мм* рт. ст. Изменение удельного веса в зависимости от изменения давления для обычных температур весьма незначительно и составляет для каждой атмосферы (1 *кг/см*²) примерно 0,00005 начальной величины. При высоких температурах сжимаемость воды, как показывают новейшие опыты, в несколько раз больше [1], так что при температурах выше 250° С этой величиной уже более нельзя пренебрегать. Однако, изменение удельного веса в зависимости от температуры на много значительнее.

Ввиду того что влияние обоих факторов должно приниматься во внимание при насосах, работающих на горячей воде, ниже дается сводная диаграмма результатов американских опытов, обработанных Кенаном [2] (Keenan) (фиг. 6). Кривые фиг. 6 позволяют определять удельный вес в *кг/м*³ для различных давлений и температур.

Кривая *А* дает значение удельного веса γ в зависимости от температуры в предположении, что давление воды равно давлению ее паров p_s, насыщающих пространство при соответствующей температуре. Соответственные его значения обозначены через γ_s (левый масштаб).

Пунктирная кривая *В* дает удельный вес γ при наибольшем давлении $p = 420$ *ата*. Для определения значений γ при других давлениях имеются кривые величин $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_s$ в зависимости от давления и температуры насыщения, соответствующей данному γ_s.

Кривые даны для давлений 10, 50, 100 и т. д. атмосфер в десятикратном масштабе (правый масштаб). Кроме того, дана кривая критического давления (225,8 *ата*).

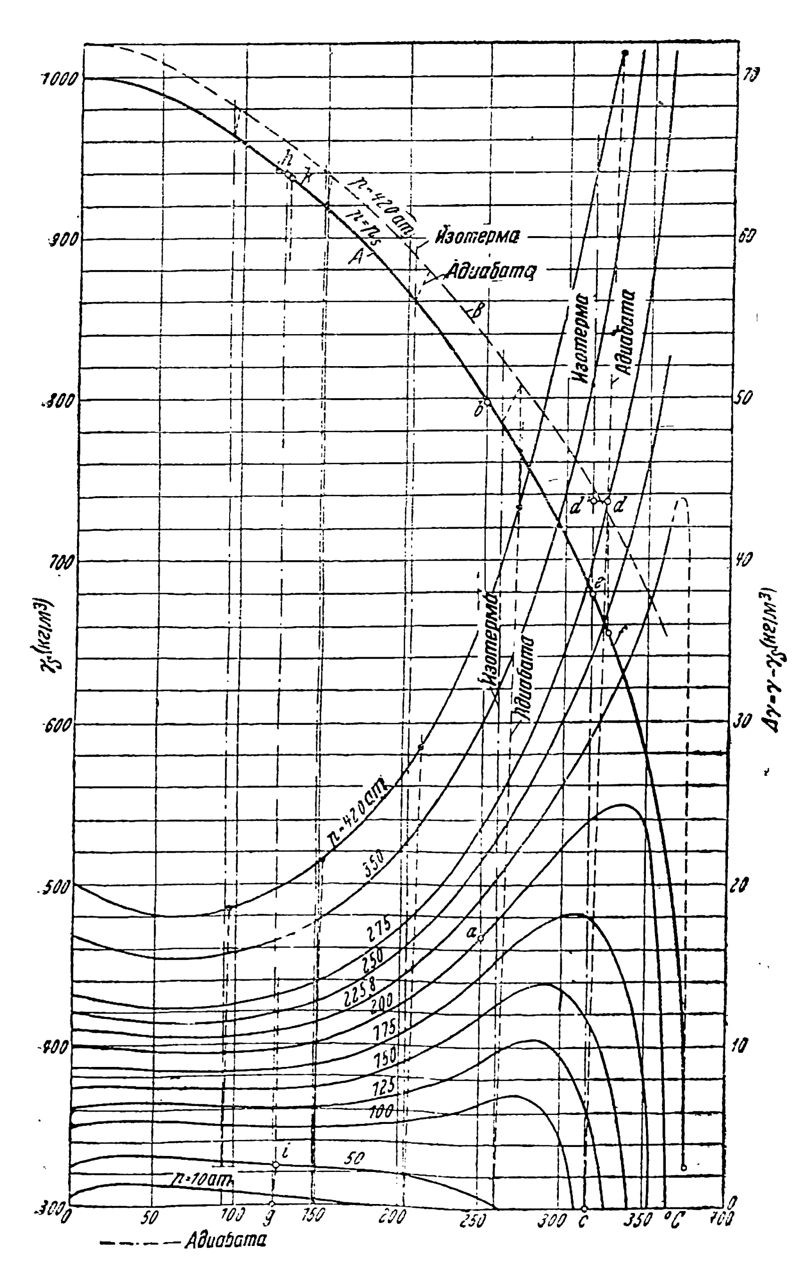
Например, для 200 *ат* и 250° С (точка *А*) величина γ равна сумме ординат точек *a* и *b*, т. е. $\gamma = 16{,}7 + 798{,}5 = 815{,}2$ *кг/м*³. В данном случае увеличение удельного веса составляет 2% от γ_s.

Так как сжатие в насосах происходит по адиабате (если не принимать во внимание влияния теплоты трения, весьма незначительного, и которое, повидимому, нейтрализуется охлаждением внешних стенок), то на диаграмму нанесены также некоторые адиабаты (с интервалом в 55,5° С). В предположении незначительной сжимаемости работа насоса, приходящаяся на 1 *кг* подаваемой жидкости (т. е. вводимый в расчет напор), выразится для начального состояния

---

[1] M. Trautz u. H. Steyer, Forschg. Ing.-Wes., т. 2 (1931), стр. 45; далее F. G. Keyes и L. B. Smith, Mech. Engng., т. 53 (1931), стр. 132.

[2] Mech. Engng., т. 53 (1931) (февр.), стр. 127.



Фиг. 6. Изменение веса единицы объема воды с давлением и температурой по опытам Кейес и Смит, описанные Кенаном.

Левая ордината: *A* — значения γ_S при давлении насыщения, *B* — значения γ при наибольшем полученном давлении в 420 *ата*; правая ордината: приращение $\Delta\gamma$ при различных давлениях, дополнительное к γ_S при давлении насыщения (10-кратный масштаб). Значение γ при данном состоянии (давление и температура) получается как $\gamma_S + \Delta\gamma$.

$p_1 v_1$ и конечного состояния $p_2 v_2$ формулой (если кривая сжатия в pv-диаграмме заменяется прямой)

$$H = 10\,000\,(p_2 - p_1)\frac{v_1 + v_2}{2} = 10\,000 \cdot \frac{1}{2}(p_2 - p_1)\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right) \approx$$

$$\approx 10\,000\,\frac{p_2 - p_1}{\gamma_m} \text{ кгм/кг, или м,}$$

где γ_m — удельный вес в средней точке адиабаты — и давление выражено в *ат* (10 000 *кг/м²*).

Сжимаемость воды вызывает уменьшение мощности, заметное при высоких давлениях. Например, при подаче воды с начальной температурой 315° С и соответственном давлении насыщения (107,8 *ат*) под давление 275 *ат* имеем для $\gamma_1 = 678$ *кг/м³* (точки *c* и *e*), $\gamma_2 = 43{,}6 + 654 = 697{,}6$ *кг/м³* (точки *d* и *f*). При этом $H = 10000 \cdot 0{,}5\ (275 - 107{,}8)\left(\frac{1}{678} + \frac{1}{697{,}6}\right) = 2\,436$ *м*. Если принять величину γ_1 за постоянную, то $H = 10\,000\left(\frac{p_2 - p_1}{\gamma_1}\right) = 2\,470$ *м*, что соответствует разнице в 1,4%. Повышение температуры, обусловленное сжатием, достигает $dd_1 = 9°$ С.

За счет того, что адиабата заметно отклоняется вправо (как то ясно видно на адиабатах, нанесенных между линиями *A* и *B* на фиг. 6), изменение γ значительно уменьшается. Если бы в предыдущем примере мы имели изотермическое сжатие, что более вероятно при плохой изоляции машины, то разница могла бы удвоиться. Таким образом, охлаждение машины является в данном случае экономичным.

При обычных давлениях в котлах и температурах, близких к 100° С, учитывать сжимаемость воды нет необходимости. Например, для начальной температуры 125,5°, начального давления 2,4 *ата* и конечного давления 50 *ата* (точки *g, h, i, k*) при адиабатическом сжатии изменение *H* составляет 0,014%, при изотермическом сжатии в 10 раз больше, т. е. 0,14%.

Растворенный в холодной воде воздух не изменяет ее удельного веса. Присутствие кислот и солей, наоборот, имеет значительное влияние. Так, например, для морской воды при 15° С в зависимости от количества солей мы имеем удельный вес $\gamma = 1\,020 \div 1\,030$ *кг/м³*. Точно так же наличие примесей, как, например, песка, осадков или нерастворенного воздуха (пузырьки воздуха), должно быть учитываемо [1]

2. ИСПАРЕНИЕ И ЗАМЕРЗАНИЕ

Наименьшее давление, которое может существовать внутри объема, наполненного жидкостью, есть давление паров этой жидкости при данной температуре [2]; давление это может быть получено из таблиц для насыщенного пара.

Для воды, например, получаются следующие значения наименьших давлений H_t (в метрах водяного столба с учетом влияния температуры на удельный вес воды):

$t =$	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100° С
$H_t =$	0,09	0,12	0,24	0,43	0,76	1,27	2,07	3,25	4,97	7,41	10,78 *м*

---

[1] Regeln für Leistungsversuche an Kreiselpumpen, VDI-Verlag.

[2] При физически чистой и лишенной газов воде можно при соответствующих предосторожностях получить значительно более низкие давления, причем в воде проявляются также значительные напряжения растяжения. В случае насосов необходимые к этому условия не имеют места. См. J. Mayer, Abhandl. Bunsenges, т. 3 (1911), № 1; Ackeret, Handbuch der Experimentalphysik, издание Wien-Harms, т. 3, часть I, стр. 464.

При достижении указанного давления начинается парообразование и отрыв жидкости от стенок (кавитация) со всеми соответствующими неприятными последствиями (см. § 76).

При низких температурах жидкость начинает замерзать, что связано с увеличением объема примерно на 8,3%[1]; в связи с этим в кожухе насоса или в стенках трубопровода могут образоваться трещины. Поэтому при остановках насосов в холодное время года из них следует спускать воду, для чего каждый насос должен быть снабжен спускным устройством.

3. СОДЕРЖАНИЕ ВОЗДУХА

Воздух может находиться в воде либо в растворенном состоянии, либо в форме пузырьков. По закону Генри Дальтона в каждом объеме воды, находящемся в соприкосновении с газами, находится в растворенном состоянии объем газа, отношение которого к объему воды при перемене давления остается постоянным. Так как объемы газов обратно пропорциональны давлениям, то при уменьшении давления из воды должен выделиться некоторый объем газа, соответствующий приращению объема (вызванному уменьшением давления), что приводит к образованию пузырьков. Пусть, например, во всасывающем трубопроводе насоса имеет место падение давления по сравнению с атмосферным. Если имеется достаточно времени для выделения соответствующих объемов воздуха, то при входе в насос в воде будет содержаться некоторый объем выделившегося воздуха, который сужает сечение потока на известную, обычно весьма малую, величину и при некоторых обстоятельствах может вызвать разъедание материалов благодаря действию кислорода воздуха. При повышении давления будет, очевидно, происходить обратное явление поглощения водой воздуха.

Химическое воздействие поглощенного и вновь выделившегося воздуха усиливается за счет того, что такой воздух содержит более кислорода и углекислоты, чем атмосферный, так как коэфициент растворения кислорода вдвое больше, а коэфициент растворения углекислоты в семь раз больше этого же коэфициента для азота. Так, например, при 0°C растворенный в воде воздух содержит 34% кислорода и 66% азота против 21 и 79% соответственно у атмосферного воздуха. При повышении температуры растворимость кислорода уменьшается сильнее, чем азота, так что при 20°C соотношение кислорода и азота таково же, как и для атмосферного воздуха.

С понижением температуры растворимость воздуха в воде растет, так, например, 1 $м^3$ воды может при давлении в 760 *мм* рт. ст. поглотить следующие объемы газа в $м^3$:

При							
0	10	20	30	50	70	100°C	
0,029	0,023	0,019	0,016	0,013	0,012	0,011	$м^3$, приведенных к 0°C
	0,024	0,020	0,018	0,015	0,015	0,015	$м^3$, при соответствующей температуре

[1] Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, Berlin, Julius Springer, 1931.

Разъедание материалов, наблюдающееся в насосах, может быть частично объяснено, как будет показано в § 89а, в некоторых примерах, за счет разности напряжений (электричества) в отдельных точках, вызываемой наличием в воде кислот или солей, которые в совокупности с применяемыми в насосах металлами оказывают кроме чисто химического воздействия также и электролитическое.

B. ТЕЧЕНИЕ ИДЕАЛЬНЫХ (НЕВЯЗКИХ) ЖИДКОСТЕЙ

4. ЗАКОН БЕРНУЛЛИ

Каждая реальная жидкость подвержена как трению о стенки каналов, так и трению между отдельными своими частицами; несмотря на это, мы вначале для упрощения рассмотрим явление течения идеальной жидкости, не обладающей вязкостью, т. е. не подверженной влиянию сил трения.

Отсутствие трения исключает все гидравлические потери, которые так или иначе обусловлены трением (§ 13—16), как, например, потери, вызванные изменением направления и изменением сечения. Поэтому любое тело (например, лопатка рабочего колеса) двигалось бы в идеальной жидкости, не испытывая каких-либо сопротивлений. Отсутствие вязкости делает невозможным возникновение тангенциальных усилий, необходимых для сообщения частицам вращательного движения, т. е. образование вихря. Мы имеем таким образом дело с незавихренным, или так называемым потенциальным, потоком.

Мы будем считать, что рассматриваемое нами течение жидкости установившееся, т. е. траектории отдельных движущихся частиц не изменяются во времени и совпадают с так называемыми линиями тока, касательные к которым имеют одинаковое направление со скоростями в соответствующих точках. При этом объем жидкости, протекающей через любое сечение в единицу времени, остается постоянным. Это приводит к уравнению неразрывности (сплошности):

$$Q = F \cdot c = \text{const.} \tag{1}$$

Если же скорость c не постоянна по всему сечению F, то это уравнение сохраняет свою силу для струек (трубок тока) бесконечно малого сечения. Под трубками тока мы будем понимать поверхность, образуемую траекториями, проходящими через замкнутую кривую.

Уравнение Бернулли. Каждая частица воды в потоке обладает определенным количеством энергии, состоящим из следующих трех частей:

a) **Энергия положения.** Эта энергия зависит от собственного веса рассматриваемой частицы. Если выбрать произвольно какую-либо горизонтальную плоскость за нулевую, то частица с весом G, находящаяся на высоте z над этой плоскостью, обладает по отношению к ней способностью произвести работу, равную $G \cdot z$.

b) **Энергия давления.** Также и давление p имеет возможность производить работу, что видно хотя бы из того, что рассматриваемая частица может за счет давления быть поднята на высоту $\frac{p}{\gamma}$,

чему будет соответствовать приращение энергии положения $G \cdot \frac{p}{\gamma}$. Длина $\frac{p}{\gamma}$ обычно называется пьезометрической высотой (высотой давления) или напором.

с) Энергия движения. За счет своей скорости c каждая частица при отклонении ее траектории вертикально вверх могла бы увеличить расстояние от нулевой плоскости на длину $\frac{c^2}{2g}$ (где g есть ускорение силы земного притяжения), т. е. произвести работу $G \cdot \frac{c^2}{2g}$. Величина кинетической энергии $\frac{c^2}{2g}$ называется скоростным напором.

Таким образом полный запас энергии отдельной частицы жидкости веса G равняется

$$E = Gz + G\frac{p}{\gamma} + G\frac{c^2}{2g} = G\left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g}\right).$$

Так как силы трения отсутствуют, то этот запас энергии остается неизменным, если только по пути жидкость не отдавала и не получала энергии. В этом случае имеет место соотношение

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = \text{const.} \qquad (2)$$

Это уравнение (так называемый закон Бернулли) гласит, что в идеальной (невязкой) жидкости сумма геодезической высоты, высоты давления и скоростного напора остается постоянной для всего потока; левая часть равенства (2) дает количество энергии в одном килограмме жидкости.

Если дело касается потока, параллельного горизонтальной плоскости, то величина z остается неизменной, и уравнение (2) можно переписать так:

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = \text{const.} \qquad (2a)$$

Всякое уменьшение давления соответствует увеличению скорости, и наоборот. В местах низких давлений, таким образом, должна иметь место бо́льшая скорость, чем в местах давления более высокого.

Уравнением (2), строго говоря, можно пользоваться для одной и той же частицы жидкости при ее движении вдоль своей траектории; в связи с принятым нами установившимся характером течения жидкости это уравнение годится и для каждой струйки в отдельности. Если, однако, прибавить еще дополнительное условие, что в рассматриваемом канале все частицы жидкости обладали при входе в него одинаковыми запасами энергии, то очевидно, что закон Бернулли может быть распространен и на весь объем жидкости. Такой поток, в котором все частицы воды обладают одной и той же энергией, обладает кроме целого ряда других свойств еще и тем свойством, в доказательство которого мы не будем вдаваться, что он незавихрен (т. е. он является потен-

циальным), т. е. что отдельные бесконечно малые частицы его перемещаются чисто поступательным образом, не вращаясь[1].

Как уже указывалось, идеальным жидкостям несвойственны вращательные движения, и таким образом уравнение Бернулли в этом случае всегда удовлетворяется.

5. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ПОТОК В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

В этом случае линии тока лежат в параллельных плоскостях, причем течение в каждой из этих плоскостей совершенно одинаковое.

Мы будем в дальнейшем изучать течение жидкости двумя путями. С одной стороны, мы будем при помощи аналитических методов определять давления и скорости в отдельных точках, с другой стороны, мы будем строить графическим путем линии тока, совокупность которых образует так называемую картину токов или скоростное поле, дающее чрезвычайно наглядное изображение течения. Для построения скоростного поля мы делим весь поток на отдельные струйки таким образом, что через каждую струйку протекает одинаковый объём воды в секунду, и наносим на чертеж линии тока, образующие границы указанных струек. Чем больше расстояние между отдельными линиями тока, тем меньше там скорость и тем больше согласно уравнению (3) давление.

Мы можем повысить наглядность указанной картины, если мы нанесем на нее еще другое семейство кривых, нормальных к линиям тока. Эти кривые являются в то же время линиями равного потенциала (см. раздел d § 5), но не являются линиями постоянного давления или постоянной скорости. Нанесение нормальных линий облегчает также построение картины токов, так как оно дает направление радиуса кривизны линий тока.

Величины скоростей, а также и картины токов не зависят от того, происходит ли течение в горизонтальной или наклонной плоскостях, так как внутри жидкости влияние силы тяжести отсутствует. Изменяются только давления. Для простоты мы примем, что изменение высоты положения z отдельной частицы на ее пути по каналу незначительно по сравнению с изменением напора. Это предположение в случае каналов колеса и направляющего аппарата насоса почти всегда выполняется с достаточной точностью, несмотря на то, что, строго говоря, оно справедливо лишь для горизонтальных каналов. Таким образом пригодно уравнение (2a), которое мы переписываем в следующей форме:

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = \frac{p_{\mathrm{I}}}{\gamma} + \frac{c_{\mathrm{I}}^2}{2g}. \qquad (3)$$

Величины с индексом I относятся к произвольно выбранной нами точке канала.

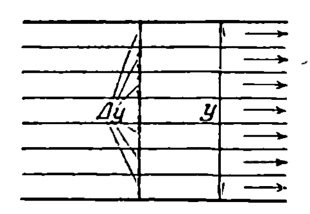
a) Прямолинейные каналы постоянного сечения. Согласно уравнению (1) величина скорости c, а следовательно, и давление p суть величины постоянные. Если мы рассматриваем канал прямолинейного сечения, то очевидно, что мы получим скоростное поле (картину токов), если мы

[1] Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, Leipzig u. Berlin 1931, немецкий перевод Elise Helly (готовится русский перевод).

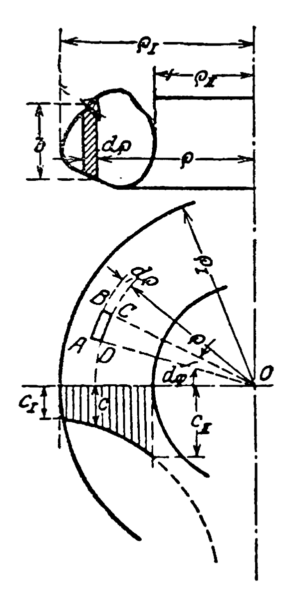
разделим ширину y канала на столько же одинаковых частей Δy, сколько мы хотим иметь отдельных струек, и проведем через полученные точки ряд прямых, параллельных боковым стенкам канала (фиг. 7).

b) Криволинейный канал постоянного сечения и постоянной кривизны. Мы будем рассматривать замкнутый канал, представляющий собой тело вращения; течение при этом происходит по плоскостям, нормальным к оси вращения. Очевидно, что при этом все линии тока имеют общий центр кривизны. В связи с криволинейностью траекторий отдельных частиц воды начнут действовать центробежные силы, которые вызовут повышение давления по мере увеличения расстояния ρ от оси вращения (фиг. 8). Как ясно из уравнения (3), повышение давления должно сопровождаться уменьшением скорости, которая поэтому не может уже быть постоянной по всему сечению потока.

Вырежем из канала бесконечно малый элемент $ABCD$ при помощи двух плоскостей, образующих между собою беско-



Фиг. 7. Прямолинейный канал прямоугольного сечения.



Фиг. 8. Криволинейный канал постоянного сечения и постоянной кривизны.

нечно малый угол $d\varphi$, и двух цилиндрических поверхностей с радиусами ρ и $\rho+d\rho$ (фиг. 8). Высота этого элемента равняется b, а объем, если пренебречь бесконечно малыми высших порядков, равняется $b\,\rho\,d\varphi\,d\rho$, т. е. масса $dm=\frac{\gamma}{g}\,b\,\rho\,d\varphi\,d\rho$, и действующая на выделенный элемент центробежная сила

$$dC=dm\,\frac{c^2}{\rho}=\frac{\gamma}{g}\,c^2 b\,d\varphi\,d\rho.$$

Этой центробежной силе соответствует повышение давления на элементарном отрезке $d\rho$:

$$dp=\frac{dC}{df}=\frac{dC}{b\rho\,d\varphi}=\frac{\gamma}{g}\,\frac{c^2}{\rho}\,d\rho. \tag{3a}$$

С другой стороны, первая производная уравнения (3)

$$\frac{1}{\gamma}\,dp+\frac{c\,dc}{g}=0, \tag{3b}$$

так что после исключения из обоих уравнений dp получим

$$\frac{d\rho}{\rho}+\frac{dc}{c}=0. \tag{4}$$

Проинтегрировав это уравнение и воспользовавшись для определения постоянной интегрирования тем обстоятельством, что при $\rho=\rho_I$ имеем $c=c_I$, получим

$$\ln\frac{\rho}{\rho_I}=\ln\frac{c_1}{c},$$

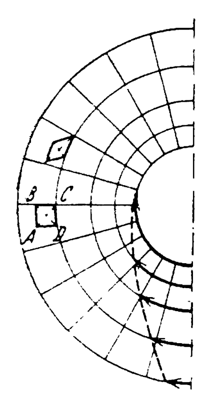
т. е.

$$\rho c=\rho_I c_I=K, \tag{5}$$

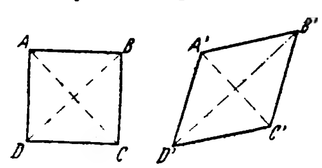
где K является некоторой константой.

Величина ρc представляет собой не что иное, как момент количества движения жидкости для массы, равной единице. Закон, выражаемый уравнением (5), называемый иногда законом площадей, выражает, следовательно, то, что при потенциальном движении идеальной жидкости вокруг общей оси момент количества движения для всех линий тока есть величина постоянная.

Скорость c изменяется согласно этому закону по равносторонней



Фиг. 9. Картина токов потенциального вихря (источника).



Фиг. 10. Деформация первоначально квадратного элемента в незавихренном потоке.

гиперболе, для которой ось вращения будет асимптотой (фиг. 8). Таким образом с уменьшением радиуса ρ величина скорости c растет чрезвычайно быстро, и на оси она оказалась бы бесконечно большой.

Связанное с этим изменение давления может быть подсчитано при помощи уравнения (3), если ввести в него скорость c из уравнения (5). Если на наружной поверхности $\Delta p=p_I-p$, то

$$p_I-p=\Delta p=\gamma\frac{K^2}{2g}\left(\frac{1}{\rho^2}-\frac{1}{\rho_I{}^2}\right). \tag{6}$$

Таким образом, как этого и следовало ожидать, давление падает с уменьшением радиуса, и при $\rho=0$ оно сделалось бы даже равным $-\infty$. Так как по сказанному выше, давление не может стать равным нулю и даже не может стать меньше давления насыщенных паров p_d воды при данной температуре, то при заданном давлении у наружной стенки p_I, начиная с определенного радиуса ρ_{min} (на котором $p=p_d$), начинается образование „пустот“ — кавитация. Значение ρ_{min} может быть подсчитано при помощи уравнения (6).

Если мы представим себе идеальную жидкость не испаряющейся и способной воспринимать любые растягивающие усилия, т. е. такой, что образование в ней „пустот“ становится невозможным, то частицы, лежащие на оси, должны были бы приобрести вращательное движение с бесконечно большой угловой скоростью, иначе говоря, ось представила бы собой вихревую линию. Поэтому этот вид потока называют потенциальным вихрем, несмотря на то, что за исключением упомянутой выше единственной точки поток. невихревой [1]. Картина токов дана на фиг. 9. (Эта картина соответствует также и чисто радиальному течению, т. е. течению от источника-точки, если у линий токов и нормальных линий переменить роли. Эта перемена ролей между эквипотенциальными линиями и линиями тока допустима для всякого плоского потенциального потока.)

с) Криволинейный канал переменного сечения. Уравнениями (5) и (6) можно пользоваться только тогда, когда траектории всех частиц имеют общий центр кривизны. Это имеет место только в исключительных случаях, и, например, даже в случае круглых колен этого не наблюдается (фиг. 14). Можно видеть, насколько неправильно применение уравнения (5) для всех вообще случаев, если рассмотреть, например, течение жидкости в сужающемся канале (фиг. 13). В таком канале траектории частиц, вообще говоря, криволинейны, за исключением средней струйки, радиус которой равен бесконечности и, следовательно, по уравнению (5), скорость на которой должна была бы быть равной нулю.

Для того чтобы в канале переменного сечения поток остался подобен сам себе во всех плоскостях, параллельных плоскости изгиба, изменение сечения должно происходить только за счет изменения размеров, параллельных этой плоскости, т. е. сам канал должен быть ограничен плоскостями, параллельными плоскости изгиба. Однако нижеследующие выводы частично применимы также и для каналов произвольного сечения с тем условием, что рассматриваются при этом только составляющие скорости, лежащие в плоскости изгиба канала.

Хотя центры кривизны O (фиг. 11) различных линий тока и находятся в различных точках, но все же применять уравнение (4) можно, если только иметь в виду, что $d\rho$ в этом случае обозначает расстояние между двумя соседними линиями тока. Линии равного потенциала будут в этом случае, вообще говоря, криволинейны, и величина y обозначает длину кривой линии EA от наружной граничной поверх-

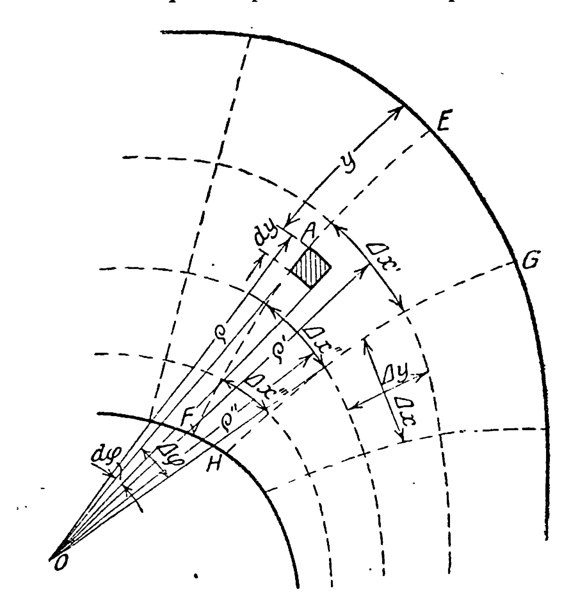
---

[1] Несмотря на то, что линии тока являются кривыми, рассматриваемое течение является невихревым, т. е. не имеющим вращения. И именно потому, что скорость воды на стороне AB элемента (фиг. 8) меньше, чем на (внутренней) его стороне CD на величину $-dc = c\frac{d\rho}{\rho}$ [по уравнению (4)], таким образом стороны AD и BC имеют относительное вращение в направлении, обратном направлению потока с угловой скоростью $-\frac{dc}{d\rho} = \frac{c}{\rho}$, т. е. равной, но направленной обратно угловой скорости двух сторон AB и CD, в результате чего арифметическая средняя угловых скоростей двух непараллельных сторон, т. е. скорость вращения всего элемента, должна быть равна нулю. Таким образом влияние кривизны траектории уравновешивается обратным вращением частиц. При движении по часовой стрелке (фиг. 9 и 10) квадратный элемент изменил бы свою форму, т. е. из квадрата превратился бы в ромб; направление диагоналей при этом осталось бы без изменения.

ности до рассматриваемой точки A. Очевидно, что dy будет положительно в том случае, когда переход происходит по направлению к центру кривизны. Очевидно также, что следует подставить $d\rho = -dy$, так что уравнение (4) приводится к следующему виду:

$$-\frac{dy}{\rho} + \frac{dc}{c} = 0. \tag{7}$$

В это уравнение входят три переменных величины c, y и ρ. Возьмем определенный интеграл приведенного выражения вдоль рассма-



Фиг. 11. Плоский поток с переменной кривизной.

триваемой экзипотенциальной линии от E до A. Обозначим через c_1 скорость для точки $y = 0$, т. е. у наружной поверхности. Тогда получим

$$\ln \frac{c}{c_1} = \int_0^y \frac{dy}{\rho}, \tag{8}$$

или

$$c = c_1 e^{\int_0^y \frac{dy}{\rho}}. \tag{9}$$

При рассмотрении общего случая нужно в первую очередь определить значение интеграла, входящего в показатель рассматриваемой функции. Это интегрирование можно произвести графическим путем по методу, предложенному Флюгелем [1].

[1] См. также Flügel, Ein neues Verfahren der graphischen Integration, angewandt auf Strömungen и т. д., диссертация. Oldenbourg 1914 или Z. ges. Turbinenwes., 1915, стр. 73.

Для построения скоростного поля его сперва ориентировочно наносят от руки, и таким путем определяют в первом приближении значение радиуса кривизны ρ.

Далее определяют величину интеграла $\int\limits_0^y \frac{dy}{\rho}$ как площади, ограниченной кривой величин $\frac{1}{\rho}$ (фиг. 12). Так как для любой длины y выпрямленного канала при его ширине b протекающее количество жидкости

$$Q = \int\limits_0^y bc\,dy = b\,c_{\text{I}} \int\limits_0^y e^{\int\limits_0^y \frac{dy}{\rho}} dy, \tag{10}$$

то можно нанести также и кривую $\frac{Q}{c_{\text{I}}}$ или по принятии еще неизвестной постоянной c_{I} в масштабе — кривую Q (фиг. 12). Отсюда можно получить исправленные ширины Δy трубок тока, если конечную ординату BD, представляющую собой общее количество протекающей жидкости, разделить на столько же частей, сколько имеется трубок тока, а точки деления перенести на кривую Q. Подобные расчеты проводят и для других нормальных линий, повторяя их до тех пор, пока не прекратятся сколько-нибудь значительные изменения в очертании линий тока.

Картину токов (поле скоростей) можно также получить, определяя сперва постоянную c_{I} из того условия, что ордината BD соответствует полному количеству протекающей жидкости, а затем используя уравнение (9), причем величина показателя степени может быть получена из вышеприведенных расчетов.

Исследование упрощается, если нанести величины Q и c в логарифмическом масштабе, при этом определение величины показателя степени упрощается [1]. Можно точно так же проверить правильность полученных линий c, исходя из того, что их подкасательные равны соответствующим радиусам кривизны [2], что видно из уравнения (9) при получении выражения $c:(dc/dy)$. Если например, ρ_a и ρ_i суть радиусы кривизны стенок у конца рассматриваемой нормальной линии, то на фиг. 12 должно быть

$$\overline{AA'} = \rho_a, \ \overline{BB'} = \rho_i.$$

Для проверки правильности построения поля скоростей можно еще воспользоваться одним, чрезвычайно важным, его свойством: скоростное поле плоского потока разбивается линиями тока и эквипотенциальными кривыми на бесконечно малые подобные прямоугольники [3]. Докажем это положение для одного частного случая, также рассмотренного выше, а именно для канала прямоугольного сечения и постоян-

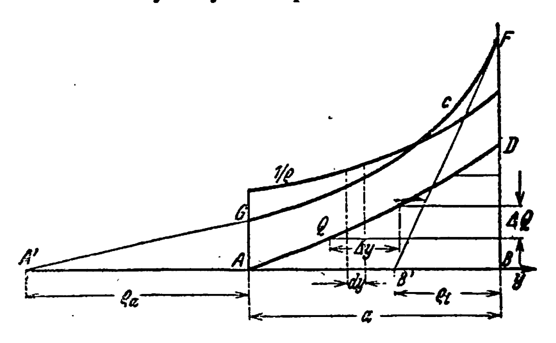
---

[1] Метод развит и упрощен еще более Closterhalfen'ом в Z. angew. Math. Mech., т. 6 (1926), стр. 62.

[2] Bauersfeld, Die Konstruktion der Francis-Schaufel nach der Lorenzschen Turbinentheorie und ihre Eigenschaften, Z. VDI, 1912, стр. 2046.

[3] R. v. Mises, Theorie der Wasserräder, Leipzig 1908; далее Kaplan, Die zweidimensionale Turbinentheorie и т. д. Z. ges. Turbinenwes., 1912, стр. 533.

ной ширины (в направлении, нормальном плоскости изгиба), т. е. для случая течения воды между двумя параллельными плоскостями.



Фиг. 12. Вспомогательная диаграмма для картины токов фиг. 11.

Подобие бесконечно малых элементов картины токов плоского потока[1].

Так как расход жидкости между любыми двумя линиями тока ΔQ остается постоянным, то расстояние между ними может быть определено из уравнения неразрывности:

$$\Delta y \cdot c = \frac{\Delta Q}{b} = \text{const.} \tag{11}$$

При достаточной малости величины Δy можно воспользоваться уравнением (5), т. е. принять, что центры кривизны отдельных линий тока в рассматриваемом сечении совпадут. Рассмотрим явление вдоль произвольной линии равного потенциала GH (фиг. 11), обозначим скорости в точках пересечения линии GH с двумя последовательными линиями тока через c' и c'', соответствующие радиусы кривизны — через ρ' и ρ''.

По уравнению (5)

$$\rho' c' = \rho'' c''. \tag{11a}$$

Умножим обе части этого равенства на величину угла $\Delta\varphi$ для примыкающего криволинейного четырехугольника скоростного поля.

Получим

$$\rho' \Delta\varphi c' = \rho'' \Delta\varphi c'',$$

или, так как

$$\rho' \Delta\varphi = \Delta x', \quad \rho'' \Delta\varphi = \Delta x''$$

$$\Delta x' \cdot c' = \Delta x'' \cdot c''.$$

Для струйки между последующими линиями тока получим

$$\Delta x'' \cdot c'' = \Delta x''' \cdot c''' \text{ и т. д.}$$

Отсюда следует, что вообще для всего скоростного поля

$$\Delta x \cdot c = \text{const.} \tag{12}$$

Из равенств (11) и (12) следует равенство

$$\frac{\Delta x}{\Delta y} = \text{const.} \tag{13}$$

---

[1] См. цитировавшуюся выше работу Mises'a.

Таким образом элементарные площадки, лежащие между двумя соседними линиями тока и соседними линиями равного потенциала, образуют прямоугольники с постоянным соотношением сторон, при условии достаточной малости этих прямоугольников. Если какой-либо из этих прямоугольников будет квадратом, то и все прямоугольники всей системы тоже будут квадратами.

Из этого закона непосредственно следует, что поток в криволинейном канале подобен в своих бесконечно малых элементах потоку в прямолинейном канале; иначе говоря, поток в криволинейном канале есть конформное отображение прямолинейного потока.

Таким образом картина любого плоского потока может быть выведена из какого-либо другого известного нам плоского потока помощью математических методов[1] конформного отображения.

Квадраты удобнее всяких других прямоугольников при построении скоростного поля, так как чрезвычайно удобно вести построение при помощи окружностей, вписанных (фиг. 14) в соответствующие квадраты. Кроме того, при квадратных элементах поля диагонали образуют между собой прямые углы.

Для практических целей приведенный после уравнения (9) способ предпочтительнее, так как в этом случае криволинейные четырехугольники не должны выбираться такими малыми, как то предусматривается законом подобия. Получаемая сетка, понятно, не изменится, если нормальные линии и линии тока поменять ролями.

Кроме описанных графических способов для определения картины токов идеальной жидкости применим также и экспериментальный метод. Движение действительной жидкости из-за влияния вязкости, разобранного в главе C, совершенно отлично от движения идеальной, но в начале движения можно получить желаемую картину идеального потока. Кроме того, действительную картину потенциального потока можно осуществить, пользуясь аналогией между потенциальным потоком и потоком с весьма большим сопротивлением трения по Хиль-Шоу[2]. Такой поток получается при протекании жидкости между двумя очень близко расположенными параллельными стеклянными пластинками. Способ мембраны, предложенный Прандтлем и Кухарским (Prandtl und Kucharski) также дает возможность построения картины токов (см. § 40, пункт b). При этом способе вдоль обоих краев канала накладывают тонкую резиновую пленку (мембрану), затем приподнимают один из ее краев параллельно самому себе на определенную высоту перпендикулярно плоскости чертежа. Линии пересечения получившейся поверхности с пло-

---

[1] Fricke, Analytisch-Funktionentheoretische Vorlesungen, Leipzig 1900; W. Müller, Matematische Strömungslehre, Berlin, Julius Springer, 1928; W. Kaufmann, Hydromechanik, т. 1, Berlin, Julius Springer, 1931; Rothe, Ollendorf, Pohlhausen, Funktionentheorie und ihre Anwendung in der Technik, Berlin, Julius Springer, 1931; Hütte, 26 нем. изд., т. I, стр 365.

[2] Hele-Shaw., Trans. Instn. Naval Archit., т. 11 (1899); Z. VDI, 1898, стр. 1387; картины токов даны у Prasil, Technische Hydrodynamik, стр. 265 и след. Berlin, Julius Springer, 1926. Фирма Spindler & Hoyer, Göttingen изготовляет аппаратуру для опытов по Hele-Shaw.

скостями, параллельными плоскости чертежа, и будут линиями тока. Также по Д. Тома[1] (D. Thoma) картину токов может дать изучение течения электрического тока в тонких пластинках. Этот метод дает возможность взаимозаменять линии тока и нормальные линии.

Экспериментальные методы, главным образом, хороши для демонстрационных целей. Для конструкторов более подходят графические методы.

Чрезвычайно важно то обстоятельство, что различные потоки можно накладывать друг на друга и получать новые сложные потоки. При этом скорости складываются геометрически. Этот способ является общим и применим как к пространственным, так и к вихревым потокам[2]. Результирующий поток получается (при плоскопараллельных течениях) проведением (соответствующе направленных) диагоналей криволинейных четырехугольников, образованных линиями токов.

d) Потенциал скорости Φ и функция тока Ψ. По аналогии с потенциалом силы можно ввести представление и о потенциале скорости, который определяется соотношениями

$$c_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x}; \quad c_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y}; \tag{14}$$

где c_x и c_y — компоненты скорости c в направлениях x и y. Если принять, как и ранее, за направление x направление линий тока, а за направление y — направление нормали, то $c_x = c$ и $c_y = 0$. В направлении нормали величина Φ должна оставаться постоянной, так как по уравнению (14) $\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0$ и x постоянно. Это приводит к тому, что падение потенциала $d\Phi$ между двумя соседними нормальными линиями постоянно:

$$d\Phi = c\,dx = \text{const}. \tag{15}$$

Это имеет место по уравнению (12) при невихревом движении Оба уравнения (14) удовлетворяются невихревым движением. В данном случае мы имеем наличие потенциала скорости[3], и вдоль нормальной линии величина этого потенциала постоянна. Так как только незавихренный поток обладает потенциалом скорости, то такой поток называют потенциальным.

Так как величина $d\Phi$ в уравнении (15) постоянна, то для конечного расстояния между нормалями

$$\int_0^x c\,dx = \Delta\Phi = \text{const}. \tag{16}$$

Интеграл левой части этого уравнения называется линейным интегралом скорости. Эта величина в дальнейшем будет использована при установлении понятия о циркуляции. Она выражает по уравнению (16) разность потенциалов между двумя нормалями.

Подобным же образом линии тока могут считаться за линии постоянного значения функции тока Ψ, так как они ограничивают течение определенного секундного количества жидкости $Q = \Psi b$. Функция тока дает количество жидкости, протекающей в потоке толщиной $b = 1$ между выбранной точкой и линией тока. Она имеет размерность потенциала скорости Φ. Из уравнения (11) следует

$$c = \frac{d\Psi}{dy}. \tag{17}$$

---

[1] Z. VDI, 1911, стр. 2007; Forschg. Ing.-Wes., т. 2 (1931); тетр. 10, стр. 370.

[2] Это следует из линейной формы уравнения неразрывности, применяемого в гидродинамике:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

где u, v и w — составляющие скорости в данной точке в направлениях x, y и z.

[3] Это можно считать давлением удара (см. Prandtl-Tietjens, т. 1, стр. 141, Berlin, Julius Springer, 1929; русский перевод — стр. 138).

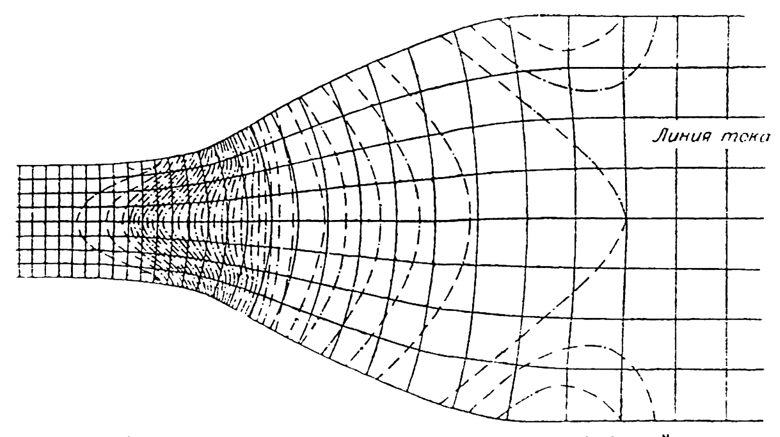
Это уравнение, очевидно, пригодно в противоположность уравнению (14) для всякого потока как вихревого, так и невихревого. Оно может быть написано также и в форме $c_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$ и $c_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$, которая подобна уравнениям (14).

Функции Φ и Ψ можно объединить в так называемый „комплексный потенциал" $F(z) = \Phi + i\Psi$, который представляет функцию одной комплексной переменной z и при применении конформного отображения играет большую роль (см. примечание 3, стр. 364). В этом случае

$$\frac{dF}{dz} = c_x - ic_y\,.$$

6. ОСНОВНЫЕ КАРТИНЫ ТОКОВ ДЛЯ ПЛОСКОГО ПОТОКА

На фиг. 13 показана картина токов (скоростное поле) для плоского канала переменной ширины[1]. Пунктиром нанесены



Фиг. 13. Свободное течение в прямом канале переменной ширины.

кривые равных скоростей (изотахи), которые будут в то же время и линиями постоянного давления (изобарами). Из фигуры непосредственно видно, что широко распространенное убеждение в том, что давления и скорости распределены по сечениям канала равномерно, несправедливо даже для того случая, когда ось канала прямолинейна. Неравномерность особенно велика вблизи сильно искривленных участков стенок.

При наличии в канале выступа с острой кромкой нескольким линиям тока пришлось бы сойтись в общую точку, что соответствовало бы возникновению бесконечно больших скоростей; это же видно и из уравнения (11а) при $\rho' = 0$.

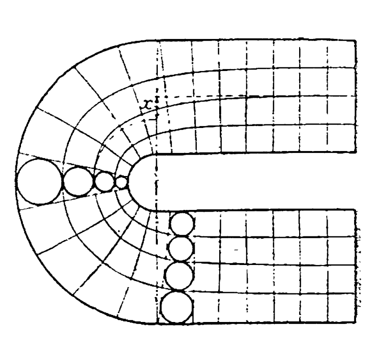
На фиг. 14 показано колено прямоугольного сечения, примыкающее с обеих сторон к прямолинейным каналам. Если рассматривать отдельно прямолинейный участок, то для него расстояние между линиями тока должно быть постоянным; для криволинейного же участка канала расстояние между линиями тока не может быть постоянным ввиду изменения скорости по сечению. Поэтому в месте стыка обоих каналов линии тока должны были бы иметь

---

[1] Заимствовано у Hochschild, Versuche über die Strömungsvorgänge in erweiterten und verengten Kanälen, Forschungsarb. Ing.-Wes., тетр. 114, стр. 35.

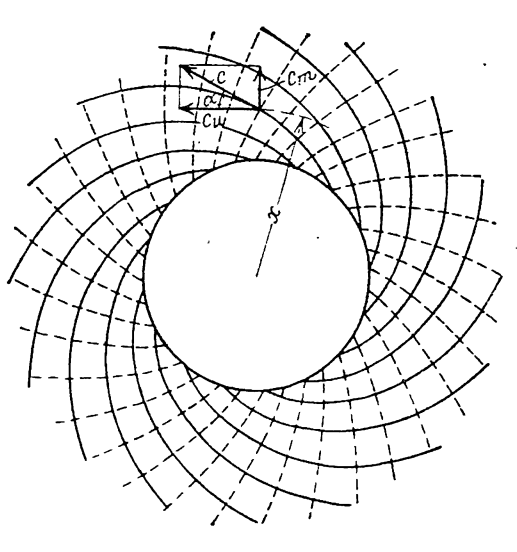
разрыв x непрерывности; это, очевидно, невозможно, и следовательно, уже в прямолинейном канале, на некотором расстоянии до и после колена, линии тока несколько изгибаются.

Таким образом всякое колено должно влиять на форму линий тока в примыкающих прямолинейных участках. Точный метематический анализ явления показывает, что это влияние должно прекратиться только в бесконечности. Практически, однако, этим влиянием можно пренебречь на весьма небольшом расстоянии от изогнутой части канала. Для нас это обстоятельство чрезвычайно существенно: оно позволяет ожидать, что и у входа и выхода при протекании через канал между лопатками, поток в средней его части не примет направления входных и выходных участков лопатки, а протечет таким образом, что средний угол отклонения несколько уменьшится.



Фиг. 14. Свободное течение в колене прямоугольного сечения.

Из этого же рассуждения следует, что при построении какого-либо скоростного поля обязательно должны быть приняты во внимание и примыкающие к нему части потока.



Фиг. 15. Вихревой источник между параллельными стенками.

Чрезвычайно важным для нас является частный случай центрального плоского потока или вихревого источника (фиг. 15); такой поток представляет собой сложение потенциального осевого вихря с радиальным течением, т. е. с источником на той же оси. Такой поток наблюдается за наружной окружностью работающего колеса насоса, из которого вода вытекает с некоторой постоянной радиальной и касательной скоростями и течет дальше между параллельными стенками.

Можно показать, что для такого потока угол наклона α линий тока к окружностям концентричным с начальной окружностью, есть величина постоянная. Очевидно, что это же имеет место и для эквипотенциальных линий; иначе говоря, оба семейства кривых — логарифмические спирали. Вытекает это из следующих простых рассуждений.

Обозначим через c_m радиальную составляющую скорости c, соответствующую данному расходу Q источника, через c_u — окружную соста-

вляющую последней в рассматриваемой точке с радиусом x и через b — ширину канала. С одной стороны,

$$Q = 2\pi x b c_m, \quad c_m = \frac{Q}{2\pi x b}.$$

С другой стороны, мы можем, исходя из закона площадей (5), написать следующее равенство:

$$c_u = \frac{K}{x},$$

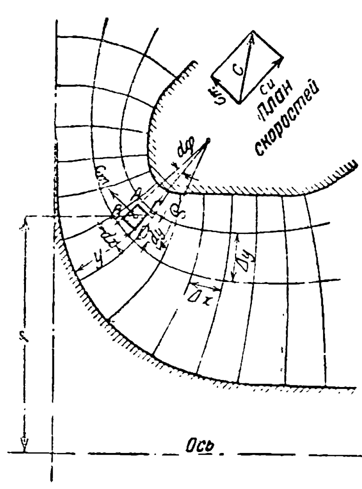
и следовательно,

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{c_m}{c_u} = \frac{Q}{K \cdot 2\pi b} = \text{const}. \tag{18}$$

Очевидно, что момент количества движения абсолютной результирующей скорости c также будет величиной постоянной.

7. ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЧЕРЕЗ ПОЛОСТЬ ВРАЩЕНИЯ

В этом случае и давления и скорости вдоль каждой конаксиальной (соосной) окружности будут одинаковыми. Обычно такой поток принято изображать, проецируя его (по окружностям) на плоскость, проходящую через ось вращения (т. е. меридиональную плоскость), при этом на чертеже находят отражение только меридиональные составляющие скорости c_m, т. е. скорости, лежащие в указанной меридиональной плоскости, тогда как тангенциальные (окружные) составляющие скорости c_u на чертеже не могут быть изображены.



Фиг. 16 и 17. Меридиональное сечение незавихренного потока в полости, представляющей собой тело вращения.

а) Поток без тангенциальных составляющих скоростей c_u (закручивания). Рассмотрим в плоскости продольного разреза бесконечно малый элемент $ABCD$ (фиг. 16 и 17), которому соответствует кольцевое пространство выделенного сечения. В связи с кривизной траектории появляются центробежные силы, вызывающие падение давления по направлению к центру кривизны. При обозначениях, приведенных на фиг. 16, площадь сечения кольца

$$df = dx \cdot dy = \rho\, d\varphi \cdot dy,$$

и поэтому центробежные силы, приходящиеся на единицу длины, при условии, что скорости в рассматриваемом месте равняются c_m, определятся из равенства

$$dC = \frac{\gamma}{g} \cdot df \cdot \frac{c_m^2}{\rho} = \frac{\gamma}{g} \cdot d\varphi \cdot dy \cdot c_m^2.$$

Этому соответствует повышение давления на длине dy нормальной линии

$$dp = \frac{dC}{dx \cdot 1} = \frac{dC}{\rho\, d\varphi} = \frac{\gamma}{g} \frac{c_m^2}{\rho}\, dy.$$

Перед правой частью равенства следует поставить знак минус, если мы будем считать y положительным по направлению к центру кривизны, или в направлении, обратном dC, что будет соответствовать ранее принятым обозначениям.

Объединив это равенство с производной от уравнения количества энергии:

$$\frac{1}{\gamma} dp + \frac{c_m \cdot dc_m}{g} = 0,$$

соответствующей уравнению (3b) § 5, мы получим диференциальное уравнение

$$-\frac{dy}{\rho} + \frac{dc_m}{c_m} = 0, \tag{19}$$

совпадающее с ранее выведенным уравнением (7) для плоского потока. Отсюда следует, что и для этого случая может быть применено ранее выведенное уравнение для определения скорости, а именно

$$c_m = c_{m1} e^{\int_0^y \frac{dy}{\rho}} . \tag{19a}$$

Индекс 1 относится снова к той поверхности канала, от которой начинается отсчет y, т. е. от поверхности канала, лежащей дальше от центра кривизны. При помощи полученного значения скорости можно определить также и величину давления, воспользовавшись уравнением (3) § 5.

При вычерчивании скоростного поля (картины токов) нельзя, однако, пользоваться теми правилами, которыми пользовались при построении скоростного поля в плоском потоке, так как равенство расходов через отдельные струйки приводит, ибо

$$\Delta Q = 2\pi r \Delta y \, c_m ,$$

к следующему уравнению неразрывности, заменяющему уравнение (11)

$$r \Delta y \, c_m = \text{const}. \tag{20}$$

Так как, с другой стороны, уравнение (12) остается в силе, то для каждого из криволинейных прямоугольников скоростного поля

$$\frac{\Delta x}{\Delta y} = r \cdot \text{const}. \tag{21}$$

Таким образом линии тока и нормальные линии образуют в меридиональной плоскости прямоугольники с отношением сторон, пропорциональным их расстоянию до оси вращения. Таким образом закон подобия криволинейных прямоугольников, выведенный для плоского потока, не имеет более места; скорее можно сказать, что линии тока располагаются по мере увеличения их расстояния от оси вращения теснее, как это указано на фиг. 16 (приведенный чертеж соответствует рабочему колесу с примыкающими к нему всасывающим и нагнетательным пространствами, рассматриваемому в § 88).

Вычерчивание картины токов проводят теми же методами, которые были приведены выше (в § 5 п. с) при построении для плоского потока. Правда, уравнение (21) не приносит более той пользы, которую приносил закон подобия[1]. Вместо уравнения (9) приходится пользоваться уравнением (19а), а вместо уравнения (10) — равенством

$$Q = \int_0^y 2\pi r c_m dy = 2\pi c_{mI} \int_0^y r e^{\int_0^y \frac{dy}{\rho}} dy, \qquad (22)$$

в котором величина r меняется в зависимости от изменения величины y.

Подкасательные к кривой c_m и в этом случае равняются радиусу кривизны ρ. Применение чисто опытных методов построения скоростного поля возможно в рассматриваемом случае так же, как и в случае построения плоского скоростного поля, но мало целесообразно[2].

b) **Поток, имеющий тангенциальные составляющие скорости c_u.** Если кроме только что рассмотренных чисто меридиональных скоростей потока имеется еще вращение вокруг оси, то такой поток можно рассматривать как образованный наложением на первоначальное меридиональное течение дополнительного вращательного течения; скорости при этом складываются векториально, а давления — алгебраически[3]. Поскольку для меридиональных скоростей, которые в данном случае являются только составляющими полной скорости, вообще ничего не меняется, к проекции потока на меридиональную плоскость применимы все вышеделанные выводы.

Очевидно, что количество энергии в суммарном потоке будет только в том случае постоянно для всех точек (т. е. будет удовлетворять уравнению Бернулли), когда вращательное течение, присоединяемое к незавихренному меридиональному потоку, также будет невихревым; отсюда следует, что и для вращательного течения закон площадей также должен иметь место. Если c_u есть тангенциальная составляющая скорости на радиусе r (скорость закручивания), то, следовательно, должно иметь место равенство

$$c_u r = K. \qquad (23)$$

Из этого равенства определяются величины c_u, и далее при помощи уравнения Бернулли мы можем определить величины давлений.

Здесь так же как и раньше при уменьшении r скорости c_u могут недопустимо возрасти, в связи с чем может произойти чрезмерное падение давления. Таким образом при протекании воды через полости вращения (например трубы) требуется либо не допустить ее вращения, либо не допустить потока до оси путем установки на оси твердой втулки (стержня).

---

[1] См. также Broszko, Z. VDI, 1913, стр. 679.

[2] H. Gerber, Experimentelle Methoden zur Ermittlung von Strömungsbildern, Escher Wyss Mitt., 1928, № 6, стр. 171 и след. с добавлением Ackeret. Описанный здесь способ имеет тот недостаток, что получаются не линии тока, а нормальные линии, роль которых при пространственных потоках не может быть поменена с ролью линии тока.

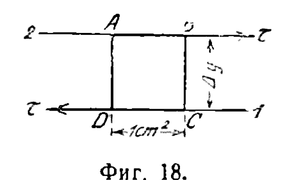
[3] Prasil, Schweiz., Bauztg., 1903, стр. 283.

Протекание через цилиндрический канал постоянного радиуса, внутри которого на осевой поток, движущийся с постоянной соответствующей расходу скоростью c_m, накладывается вращательное течение, будет происходить по абсолютным траекториям в виде винтовых линий с переменным шагом, причем угол наклона траекторий должен уменьшаться к оси до нуля, благодаря тангенциальным скоростям, теоретически бесконечно возрастающим при приближении к оси.

С. ТЕЧЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

8. ВЯЗКОСТЬ ЖИДКОСТЕЙ

Рассмотрим влияние сил трения на течение реальной жидкости. Силы трения действуют благодаря наличию вязкости, которой обладают все без исключения жидкости, хотя для некоторых жидкостей величина вязкости и очень мала. Силы вязкости противодействуют относительному смещению двух поверхностей *1* и *2* (фиг. 18), находящихся на расстоянии Δy одна от другой: благодаря силам вязкости при таком относительном смещении на обеих поверхностях появятся касательные напряжения, изменяющие самую структуру скоростного поля.



Фиг. 18.

Выделим в жидкости параллелепипед $ABCD$ так, чтобы площади каждой из его граней, лежащие на поверхностях тока *1* и *2*, равнялись 1 *см*². В этом случае касательные усилия, действующие на поверхности AB и CD, являются в то же время и касательными напряжениями τ. Эти касательные напряжения прямо пропорциональны разности скоростей Δv поверхностей *1* и *2* и обратно пропорциональны расстоянию Δy между ними, так что

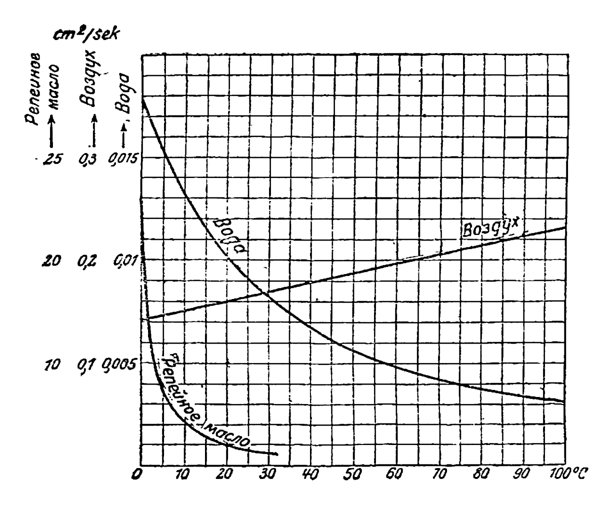
$$\tau = \eta \frac{\Delta v}{\Delta y}. \qquad (1)$$

Очевидно, что коэфициент η представляет собой то напряжение, которое появляется при разности скоростей $\Delta v = 1$ *см/сек* и на расстоянии $\Delta y = 1$ *см*. Величина этого коэфициента называется „вязкостью“ жидкостей. Размерность вязкости: $\frac{\text{сила} \cdot \text{время}}{\text{длина}^2}$ или в системе *кг*, *м*, *сек*, вязкость выражается в $кг \cdot м^{-2} \cdot сек$. Величину η часто дают и в $дин \cdot см^{-2} \cdot сек$. При этом значение η, выраженного в $дин \cdot см^{-2} \cdot сек$ больше η, выраженного в $кг \cdot м^{-2} \cdot сек$, в $\frac{981\,000}{10\,000} = 98{,}1$ раз. На практике удобнее пользоваться величиной, называемой кинематической вязкостью, равной отношению вязкости η к плотности $\frac{\gamma}{g}$:

$$\nu = \frac{\eta g}{\gamma}. \qquad (2)$$

Размерность кинематической вязкости будет, очевидно, равняться $\frac{\text{длина}^2}{\text{время}}$. (Мы уже указывали, что $\eta = \tau$ при $\Delta v = 1$ *см/сек* и $\Delta y = 1$ *см*.

Если при этом еще объем частицы равен 1 $см^3$, то ускорение частицы под влиянием сил вязкости будет, очевидно, равно $\frac{dv}{dt} = \frac{\eta}{\rho} = \nu$. — *В. П.*) Это последнее представление отличается высокой наглядностью, так как изменения в скоростях, вызванные касательными усилиями, обратно пропорциональны массам.



Фиг. 19. Кинематическая вязкость ν в $см^2/сек$ для воды, репейного сурепного масла и воздуха при давлении 1 $кг/см^2$.

И вязкость η и кинематическая вязкость ν имеют для различных жидкостей различные значения, зависящие от температуры и от давления. Для капельных жидкостей влияние давления ничтожно мало, и поэтому обычно учитывают только влияние изменения температуры. На фиг. 19 [1] приведены значения кинематической вязкости ν в $см^2/сек$ для воды, масла (сурепного) и воздуха в зависимости от температуры.

Отметим, что для воздуха значение кинематической вязкости меняется обратно пропорционально изменению давления.

Вязкость в градусах Энглера E определяется при помощи вискозиметра Энглера. При этом связь между величинами кинематической вязкости ν (в $м^2/сек$) и градусами Энглера определяется при помощи приближенной формулы Уббелоде [2]:

$$10^6\nu = 7{,}32\,E - \frac{6{,}31}{E}. \qquad (3)$$

9. ЗАКОН ПОДОБИЯ РЕЙНОЛЬДСА. ТЕОРИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРАНДТЛЯ

При течении реальных жидкостей не только массовые силы являются силами, обусловливающими изменение давления, как то имеет место при течении идеальных жидкостей, но также и силы вязкости, которые оказывают большее или меньшее влияние на картину течения. Чем сильнее влияние сил вязкости, тем более отличается поток вязкой жидкости от потока идеальной жидкости. Характеризующим поток является, следовательно, соотношение массовых сил и сил вязкости. Если рассматривать какое-либо определенное состояние течения, например протекание через трубу диаметром d (или обтекание тела), то при

---

[1] Заимствовано из Blasius, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 131.

[2] Ubbelohde, Tabellen zum Englerschen Viskosimeter, 2 изд., Leipzig 1918, или Hütte, 26 нем. изд., т. 1, стр. 354

различных значениях диаметра мы получим подобные потоки в том случае, если указанное выше соотношение будет сохранено. Обозначим через c какую-либо скорость (при течении в трубах — обычно среднюю скорость, т. е. расход воды, деленный на площадь поперечного сечения), тогда в случае подобных потоков массовые силы изменяются пропорционально скоростному напору, т. е. $\frac{\gamma}{g}c^2$, а силы вязкости — по уравнению (1) пропорционально $\eta\frac{\Delta v}{\Delta y}$, т. е. пропорционально $\eta\frac{c}{d}$, так как при подобных потоках величина $\frac{\Delta v}{\Delta y}$ прямо пропорциональна скорости c и обратно пропорциональна линейному размеру d. Отношение обеих сил будет

$$Re = \frac{\frac{\gamma}{g}c^2}{\eta\frac{c}{d}} = \frac{cd}{\eta\frac{g}{\gamma}} = \frac{cd}{\nu}. \tag{4}$$

Этот коэфициент $\frac{cd}{\nu}$ называется числом Рейнольдса, так как впервые его значение было выявлено Осборном Рейнольдсом[1]. Число Рейнольдса — величина безразмерная. При течении в канале произвольной формы, так же как и при обтекании любых тел, за величину d уравнения (4) можно принять любой линейный размер канала или тела.

Для вполне геометрически подобных тел (при которых подобны также и поверхности) и для одинаковых чисел Рейнольдса картины токов во всех своих частях подобны. При этом видно, что род жидкости (капельная или газообразная) не имеет никакого значения.

Закон подобия позволяет установить важные законы для гидравлических сопротивлений. В то время как при течении идеальных жидкостей никакая форма канала не может вызвать потери энергии. при наличии вязкости появляются сопротивления либо за счет прилипания жидкости к стенкам (сопротивления трения), либо за счет того, что тангенциальные силы вызывают появление вращательных движений или вихрей, причем энергия, израсходованная на их создание, черпается из запаса энергии жидкости. Многие технически важные жидкости, например, вода и воздух, имеют столь малую вязкость, что вдали от стенок эти жидкости ведут себя почти как идеальные. Ограничение потока стенками вызывает, как указано Прандтлем[2], появление пограничного слоя, в котором скорость движения жидкости понижается с величины, соответствующей невязкому движению, до нуля. Этот пограничный слой не лишен вихрей и поэтому там, где он расширяется, части этого слоя попадают в виде „чужеродных

---

[1] Reynolds O., Sci. Pap. Bur. Stand., т. 2, стр. 5; Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., т. 174 (1883) стр. 935; т. 186 (1895), стр. 123.

[2] Prandtl, Verh. d. 3. intern. Math.-Ver. Heidelberg 1905, Leipzig, или Prandtl-Betz, Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik, Göttingen 1927.

тел" (вихрей) в свободную жидкость и в некоторых случаях совершенно изменяют вид течения и во всех случаях поглощают энергию.

Для подобных потоков, с одинаковыми числами Рейнольдса, потеря энергии, отнесенная к 1 *кг* жидкости, т. е. величина сопротивления, выраженная в метрах столба самой жидкости, пропорциональна скоростному напору:

$$H_w = \zeta \frac{c^2}{2g}. \tag{5}$$

Отсюда следует, что для подобных форм каналов величина коэфициентов ζ является функцией числа Рейнольдса.

Правильность закона подобия подтверждена большим количеством опытов[1]. Ему подчиняется всякий процесс течения, поскольку силы тяжести (как, например, при волновом движении) не играют в нем большой роли и не имеется никаких изменений состояния жидкости, как, например, местного парообразования (кавитация). При помощи закона подобия становится возможным переносить результаты испытания модели машин, например, рабочих колес, на натуру, независимо от того, производились ли опыты с водой или воздухом. Закон подобия помогает правильно систематизировать результаты опытов и правильно ставить последние.

10. ТЕЧЕНИЕ ПО ТРУБАМ

Для более ясного представления закона подобия рассмотрим простейший случай течения, технически весьма важный, а именно течение по трубопроводу.

В цилиндрической трубе диаметра d в случае установившегося движения потери на трение будут по всей длине ее одинаковы. Тогда коэфициент ζ уравнения (5) пропорционален длине l и обратно пропорционален диаметру d, т. е. сопротивление трения

$$H_r = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{c^2}{2g}, \tag{6}$$

где λ есть функция числа Рейнольдса, а c — средняя скорость, т. е. частное от деления расхода жидкости на площадь поперечного сечения. Далее мы можем считать давление во всех точках поперечного сечения одинаковым, так как линии тока идут параллельно оси трубы, и следовательно, отсутствуют массовые силы, действующие поперек потока.

а) Малые числа Рейнольдса. Ламинарное или струйное течение. Этот вид течения, называемый иногда также режимом Пуазейля[2], отличается тем, что преобладающее влияние имеют силы вязкости, в то время как массовые силы настолько малы, что их влиянием можно пренебречь. Для того чтобы выяснить распределение скоростей по сечению трубы, перепишем уравнение (1) в следующем виде:

$$\tau = -\eta \frac{dv}{dr}, \tag{7}$$

---

[1] Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, т. 4, часть 2. Статьи Muttray u. Schiller.

[2] Wien-Harms, Handbuch der Physik, т. 4, часть I, стр. 28.

т. е. мы рассматриваем бесконечно малые значения $\Delta y = dr$ и отмечаем знаком минус, что скорость убывает по направлению к периферии.

Если мы выделим в потоке круглый, соосный трубе цилиндр (фиг. 20) радиуса r и длины l (в *м*), то на его основание действует разность давления γH_r, т. е. сила $\pi r^2 \gamma H_r$, а на его боковую поверхность — тангенциальная сила $\tau \cdot 2\pi r l$.

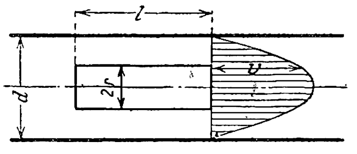
Так как обе силы равны, то

$$\tau = \gamma \frac{rH_r}{2l}, \tag{8}$$

и следовательно, тангенциальные напряжения растут пропорционально расстоянию r от оси, как у круглой, равномерно нагруженной пластинки.

Приравнивая уравнение (7) и (8), получаем

$$dv = -\frac{\tau \cdot dr}{\eta} = -\frac{\gamma H_r}{2l\eta} r dr = \frac{gH_r}{2l\nu} r dr,$$



Фиг. 20. Струйное (ламинарное) течение.

а после интегрирования от $r = r$ до $r = \frac{d}{2}$ получаем

$$v = \frac{g}{4\nu} \frac{H_r}{l} \left[\left(\frac{d}{2} \right)^2 - r^2 \right], \tag{9}$$

так как ввиду прилипания жидкости к стенке верхнему пределу интегрирования соответствует $v = 0$.

Из этого уравнения видим, что **скорость возрастает от стенки к оси трубы по закону параболы.** Так как объем параболоида вращения равен объему цилиндра с той же площадью основания и вдвое меньшей высотой, то средняя скорость

$$c = \frac{v_{max}}{2} = \frac{g}{32\nu} \frac{H_r}{l} d^2, \tag{10}$$

или

$$H_r = \frac{32\nu}{g} \frac{l}{d^2} c. \tag{11}$$

Таким образом потеря напора H_r пропорциональна первой степени скорости и обратно пропорциональна квадрату диаметра. При вычислении H_r при помощи уравнения (6) величина λ определяется формулой

$$\lambda = 64 \frac{\nu}{dc} = \frac{64}{Re}, \tag{12}$$

где Re — число Рейнольдса.

Уравнение (11) применяется для определения вязкости.

Для **ламинарного течения между параллельными стенками** (через щель), находящимися на расстоянии b, получим для любой длины щели соответственное уравнение, вводя вместо d величину $\frac{4F}{U} = \frac{4lb}{2l} = 2b$.

В этом случае λ выражается аналогичной формулой

$$\lambda = \frac{96}{Re}. \tag{12a}$$

Законы, выражаемые уравнениями от (8) до (12), применимы только для трубопроводов сравнительно малого диаметра при небольших скоростях течения. Осборн Рейнольдс при опытах со стеклянными трубками, вводя в поток краску по оси трубки, установил, что при малых скоростях струя краски шла прямолинейно, в то время как при больших скоростях она принимала волнообразную форму и распространялась по всей жидкости, т. е. поток становился турбулентным. Таким образом ламинарный поток имеет место при малых скоростях и при малых диаметрах.

В гладких цилиндрических трубах при числах Рейнольдса

$$Re \equiv \frac{cd}{\nu} < 2\,320 \tag{13}$$

поток имеет ламинарный характер и в случае возмущения снова становится ламинарным.

Число Рейнольдса $Re = 2\,320$ называют поэтому критическим числом Рейнольдса. Если Re больше 2 320, то для поддержания ламинарного течения необходимо устранить всякие возмущающие поток причины. Чем выше число Рейнольдса, тем менее заметное возмущение способно превратить течение в турбулентное. При Re больших 3 000 течение практически можно считать турбулентным[1]. Получение ламинарного течения однако, удавалось, и при значительно более высоких числах Рейнольдса[2].

Для воды при 20° С ($\nu = 0{,}01$ *см²/сек* $= 10^{-6}$ *м²/сек*) получаем из уравнения (13) критическую скорость

$$c_{кр} = \frac{2\,320 \cdot 10^{-6}}{d} = \frac{0{,}0023}{d} \text{ в } м/сек, \tag{14}$$

причем величина d выражается в *м*. Так, например, для $d = 20$ *мм* $= 0{,}02$ *м*

$$c_{кр} = 0{,}116 \quad м/сек.$$

Мы видим, таким образом, что в центробежных насосах, подающих воду, скорости получаются значительно выше критической. Течение масла, напротив, обычно происходит при ламинарном режиме, так как ν для масла примерно в 300 раз больше, чем для воды при той же температуре.

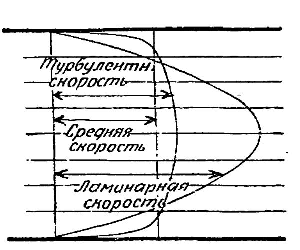
Шероховатость стенок весьма мало влияет на ламинарный поток, так что все предыдущие выводы годятся как для гладких, так и для шероховатых труб[3].

b) Большие числа Рейнольдса (Re больше 3 000). Турбулентное течение. При этом почти всегда встречающемся в центробежных машинах течении вязкость играет меньшую роль, чем силы инерции.

---

[1] Schiller, Z. angew. Math. Mech. 1921, стр. 436.
[2] Schiller, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 248 (1922).
[3] Nikuradse, Z. angew. Math. Mech., т. 11 (1931), стр. 409 и след.

В этом случае течение могло бы получиться незавихренным, если бы не прилипание к стенкам, сопровождающееся образованием пограничного слоя (см. § 9). Из замедленного пограничного слоя, который может быть как ламинарным, так и турбулентным, непрерывно отделяются в форме вихрей частицы жидкости, которые снова ускоряются основным потоком, в то время как другие частицы этого потока захватываются и удерживаются пограничным слоем. Этот непрерывный обмен частицами жидкости и представляет собой действительный источник сопротивления течению. Он распространяется на весь поток и постепенно затухает у оси, так что на течение параллельными струями накладывается беспорядочное вихревое вторичное движение. При этом течении скорости (средние скорости в данных точках, меняющиеся во времени) значительно более равномерны по сечению, чем при ламинарном движении. Фиг. 21 дает сравнение распределения скоростей для ламинарного и турбулентного потоков при одинаковой величине средней скорости c. Следует обратить внимание на относительно большую величину скоростей у стенки при турбулентном потоке. В тонком пограничном слое она падает до нуля[1]. Отсюда с достаточной степенью приближения допустимо рассматривать турбулентный поток в некотором удалении от стенок как поток незавихренный.



Фиг. 21. Распределение скоростей в круглом канале при ламинарном и турбулентном течениях с одинаковой средней скоростью.

Сопротивление течению. Из большого числа формул, полученных до настоящего времени, стоит остановиться только на тех, которые учитывают закон подобия, так как только в этом случае можно рассчитывать на достаточную точность.

Для гладких труб из латуни, меди, свинца и стекла Блазиус[2] нашел, что

$$\lambda = 0{,}3164\ Re^{-0{,}25}, \tag{16}$$

где $Re = \dfrac{cd}{\nu}$. Для воды при 20° С, т. е. при $\nu = 10^{-6}$ $м^2/сек$, это соответствует

$$\lambda = \frac{0{,}0100}{(cd)^{0{,}25}}. \tag{17}$$

---

[1] Карман и Прандтль получили из уравнения сопротивления течению методом сравнения размерностей следующий закон для распределения скоростей вблизи гладких стенок трубы при установившейся турбулентности:

$$v = a\left(\frac{y}{\frac{d}{2}}\right)^{\frac{1}{n}} = a\left(1 - \frac{2r}{d}\right)^{\frac{1}{n}}, \tag{15}$$

где y — расстояние до стенки, т. е. $y = \frac{d}{2} - r$, n возрастает при возрастании Re от 7 до 10. [См. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 281; Ing.-Arch., т. I (1930), стр. 391 и след.]. Уравнение (15) оказывается пригодным также вблизи оси трубы, и таким образом a может быть скоростью на оси. Еще лучшее совпадение на оси получаем по Карману из соотношения

$$v = 1{,}19c\left[1 - \left(\frac{2r}{d}\right)^{1{,}25}\right]^{\frac{1}{n}}. \tag{15a}$$

[2] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 131.

Потеря напора для воды определяется, таким образом, из уравнения (6)

$$H_r = 0{,}0100 \frac{lc^{1{,}75}}{d^{1{,}25}2g}. \qquad (18)$$

H_r меняется, таким образом, пропорционально не квадрату скорости, а скорости в степени 1,75.

При числах Рейнольдса, больших 50 000, уравнение (16) дает слишком малые значения. По более новым исследованиям Шиллера[1] (Schiller) для $Re = 20\,000 \div 1\,900\,000$ при длине входных участков около 200 d

$$\lambda = 0{,}00540 + 0{,}3964\ Re^{-0{,}300}, \qquad (19)$$

что хорошо согласуется с более ранними исследованиями Якоба и Эрка[2] (Jakob und Erk). Так как при очень больших Re последним членом можно пренебречь, то в этих случаях для потери H_r получается квадратичный закон. Как показывают уравнения (16) и (19), λ уменьшается при увеличении скорости.

При трубах с шероховатыми стенками сопротивление всегда больше, чем при стенках гладких. При этом получается почти квадратичная зависимость потери напора от скорости. Для этих случаев особо подходят уравнения Мизеса[3], так как они применимы для стенок различной степени шероховатости:

$$\lambda = 0{,}0096 + \frac{1}{\sqrt{d}}\left(\sqrt{K} + 1{,}7\sqrt{\frac{\nu}{c}}\right), \qquad (20)$$

т. е. для воды при 20° C и $\nu = 10^{-6}$ $м^2/сек$

$$\lambda = 0{,}0096 + \frac{1}{\sqrt{d}}\left(\sqrt{K} + \frac{0{,}0017}{\sqrt{c}}\right). \qquad (21)$$

Здесь K обозначает абсолютную шероховатость, т. е. среднюю величину неровности стенки, которая может быть определена из таблицы, составленной Мизесом (см. на стр. 43).

В настоящее время имеются попытки учитывать и форму шероховатости (например, крутизну неровностей)[4].

Отложения в трубах сильно повышают их сопротивление. Если при этом диаметр трубы уменьшается от d до d_1, то одно только увеличение скорости (при этой же самой λ) дает увеличение потери напора пропорционально $\left(\frac{d}{d_1}\right)^5$, как то видно из уравнения (6), так как скорость изменяется обратно пропорционально квадрату радиуса. Обычно же разница бывает еще больше, так как отложения бывают неравномерными, и происходящие вследствие этого изменения скоростей дают еще большее увеличение сопротивления.

---

[1] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 267.

[2] Gilles, Hopf, Karman, Vorträge aus dem Gebiet der Aerodynamik und verwandter Gebiete (Aachen 1929), стр. 69 и след., Berlin, Julius Springer 1930.

[3] R. v. Mises, Elemente der technischen Hydrodynamik, стр. 62 и след., Leipzig u. Berlin 1914.

[4] Hopf, Z. angew. Math. Mech., 1923, стр. 329 и след. и Fromm, Z. angew. Math. Mech., 1923, стр. 339 и след. различают два вида шероховатости (см. Hütte, т. I, нем. изд. 26, стр. 369).

ТАБЛИЦА

Абсолютная шероховатость K различных стенок по Мизесу

Материал	K (в $м$)	$\sqrt{K}$ (в $м^{\frac{1}{2}}$)
Стекло	0,064 до 0,256 · 10^{-6}	0,25 до 0,5 · 10^{-3}
Тянутая латунь, Свинец, Медь	0,064 „ 0,32 · 10^{-6}	0,25 „ 0,56 · 10^{-3}
Цемент гладкий	2,40 „ 4,80 · 10^{-6}	1,55 „ 2,2 · 10^{-3}
Цемент шероховатый	6,40 „ 12,8 · 10^{-6}	2,5 „ 3,6 · 10^{-3}
Газовые трубы	6,40 „ 16 · 10^{-6}	2,5 „ 4,0 · 10^{-3}
Асфальтированные железные или чугунные трубы	9,6 „ 19,2 · 10^{-6}	3,1 „ 4,4 · 10^{-3}
Чугунные трубы новые	32 „ 64 · 10^{-6}	5,65 „ 8,0 · 10^{-3}
Чугунные трубы старые	80 „ 160 · 10^{-6}	9,0 „ 12,6 · 10^{-3}
Клепаные железные трубы	64 „ 160 · 10^{-6}	8,0 „ 12,6 · 10^{-3}

Входной (начальный) участок. Указанные уравнения, определяющие величину λ, применимы только для установившегося движения жидкости; для образования такой установившейся турбулентности требуется входной участок достаточной длины. При входе с острыми кромками необходимая длина такого участка оказывается большей, чем при входе хорошо закругленном[1]. Неподвижная или имеющая равномерную скорость жидкость при входе в трубу с закругленными краями имеет вначале равные скорости по всему сечению, и только постепенно происходит уменьшение скоростей у стенки, как то было описано выше. Благодаря быстрому уменьшению скоростей вблизи стенки и постепенному их увеличению у оси во входном участке сопротивление значительно больше, т. е. в уравнении (6) мы должны подставлять величину λ, значительно большую, чем та, которая определяется уравнениями от (15) до (21). Для проведения точных измерений при гладких трубах следует иметь длину входного участка l_0 большую, чем стократный диаметр трубы[2].

Для шероховатых труб этот участок короче, и по Никурадзе[3] его длина

$$l_0 = 35\ d. \qquad (22)$$

Отсюда следует, что для каналов в колесах турбомашин имеется соответствие явлениям входного участка, и следовательно, величинам λ следует придавать значения большие, чем определяемые уравнениями от (15) до (21).

[1] Kirsten, Диссертация, Leipzig 1927.

[2] Schiller, Rohrwiderstand bei hohen Reynoldsschen Zahlen. Vorträge aus dem Gebiet der Aerodynamik und verwandter Gebiete (Aachen 1929), стр. 69 и след., Berlin, Julius Springer, 1930.

[3] Z. angew. Math. Mech., 1931, тетр. 6, стр. 410.

11. МЕХАНИЗМ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

По аналогии с уравнением (1), применимым при ламинарном режиме, может быть написано выражение для фиктивного тангенциального напряжения при турбулентном режиме:

$$\tau = A\frac{dv}{dy}. \tag{23}$$

В действительности такого тангенциального напряжения не имеется и оно лишь заменяет нам учет обмена импульсов. Величина A, заменяющая в формуле коэфициент вязкости η, названа Прандтлем коэфициентом обмена. Разницу между η и A можно отчетливо уяснить себе, если рассматривать вязкость с точки зрения обмена энергии между отдельными молекулами. Тогда η является мерой для обмена энергией между молекулами, а A — мерой аналогичного обмена между отдельными жидкими частицами (группами молекул). У стенки трубы по уравнению (23) коэфициент обмена A должен быть равным нулю, так как $\frac{dv}{dy} = \infty$, что соответствует нашим представлениям. По направлению к оси A должно расти и затем на самой оси снова иметь минимум; при этом τ должно определяться из уравнения (8), а $\frac{dv}{dy}$ определяется из кривой распределения скоростей (фиг. 20) или уравнений (15) и (15а).

При помощи изложенного представления, которое было еще дальше развито Прандтлем[1] и его учениками, разъясняются процессы, которые происходят на окружности рабочего колеса центробежной машины при неполной нагрузке и которые обусловлены обменом импульсов гораздо большей интенсивности, чем это возможно при течении жидкости по трубам.

12. СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ В КАНАЛАХ ПРОИЗВОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Приведенные выше уравнения для круглых цилиндрических труб могут быть обобщены и для случая каналов произвольного поперечного сечения, если ввести в уравнения величину отношения площади поперечного сечения к периметру, которое для круглого сечения равняется $\frac{F}{U} = \frac{d}{4}$, а затем принять, что и для других форм сечения можно определить сопротивление, если в уравнения § 10 вместо величины d подставить величину

$$\frac{4F}{U} = d. \tag{24}$$

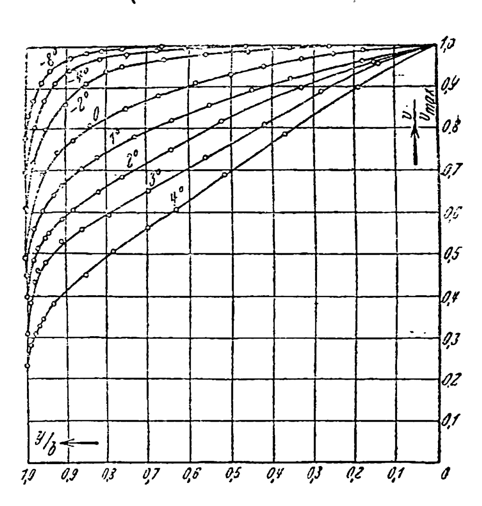
---

[1] Prandtl, Einführung in die Grundbegriffe der Strömungslehre, Handbuch der Experimentalphysik, издание Wien-Harms, т. 4, часть 1, стр. 29; Hydraul. Probleme, стр. 8 и след. VDI-Verlag, 1926; Verh. d. 2 internat. Kongr. f. Techn. Mech. Zürich 1927; Nikuradse, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр., 289, стр. 39; Tollmien, Turbulente Strömungen, Wien-Harms, т. 4, часть 1, стр. 291 и след.

Величина $\frac{F}{U}$ обычно называется гидравлическим радиусом. Применимость этого способа была исследована Шиллером[1] на трубах различной формы поперечного сечения. При этом было установлено настолько хорошее соответствие уравнениям Блазиуса, т. е. уравнениям (16) и последующим, что по мнению Шиллера должна быть предположена связь еще более глубокая теоретически. Соответствие имеет место и для чисел Рейнольдса, лежащих значительно выше критической точки. Это недавно установлено Никурадзе[2], который подтверждает применимость уравнения (15) для треугольных и прямоугольных труб, но отмечает при этом наличие вторичных течений в углах.

13. СУЖАЮЩИЕСЯ И РАСШИРЯЮЩИЕСЯ КАНАЛЫ

На фиг. 22 показано распределение скоростей (на половине ширины) в выходном сечении прямоугольных сужающихся и расширяющихся каналов по опытам Никурадзе[3]. Цифры при кривых указывают величину половины угла раскрытия канала $\left(\frac{1}{2}\varepsilon \text{ на фиг. } 23\right)$, причем отрицательные числа соответствуют сужающимся каналам. По оси абсцисс отложено отношение расстояния y от оси канала к половине ширины b канала, а по оси ординат — отношение скорости v в данной точке к скорости v_{max} в середине канала. Из кривых видно, что при параллельных стенках канала $\left(\frac{\varepsilon}{2} = 0\right)$ кривые идут круче, чем при сужающемся канале, но положе, чем при канале расширяющемся.



Фиг. 22. Распределение скоростей на половине ширины сужающегося и расширяющегося прямоугольного канала.

Отсюда следует, что при сужающихся каналах, т. е. при преобразовании давления в скорость, течение вязкой жидкости походит на течение идеальной жидкости (фиг. 13). Потери будут поэтому малы, еще меньше, чем при канале с параллельными стенками. Этот наивыгоднейший случай имеет место в каналах некоторых рабочих колес и в направляющих каналах водяных турбин. Его надо стремиться осуществлять и в каналах насосов в тех случаях, когда не требуется замедления течения.

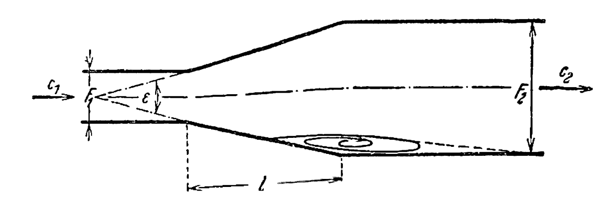
---

[1] Z. angew. Math. Mech., февр. 1923 или Z. VDI, 1923, стр. 623.

[2] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 281, 289 или Ing.-Arch., 1930, тетр. 3, стр. 326 и след.

[3] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 289, стр. 19

Наиболее невыгодно течение при преобразовании скорости в давление, т. е. в расширяющихся каналах, в которых картина течения значительно отличается от потенциального потока. При течении действительных жидкостей уже при входе в диффузор скорости у стенок значительно меньше, чем в центре, поскольку всегда имеется определенный подходной участок. Так как для каждой частицы повышение давления между двумя определенными сечениями одно и то же, то величина скоростного напора для каждой из этих частиц уменьшается согласно уравнению Бернулли на одну и ту же величину. Это уменьшение скорости при малых скоростях, т. е. у стенки, будет в процентном отношении значительнее, чем при больших скоростях в средине. Увлекающее действие средней части струи, вызываемое турбулентным обменом жидкости, несколько парализует это замедление (§ 10, b и § 11). В результате получается изменение в распределении скоростей,



Фиг. 23. Течение в расширяющемся канале.

приведенное на фиг. 22. При значительном увеличении площади поперечного сечения канала скорость у стенок за счет повышения давления уменьшается до нуля, что вызывает обратные течения (фиг. 23). Этому способствует также то, что при замедлении потока толщина пограничного слоя также растет. В конце концов вследствие накопления остановившейся жидкости образуется мертвая зона, заполненная вращающейся массой жидкости. Этот отрыв струи, наблюдающийся почти всегда с одной стороны канала, при небольшом изменении условий течения перебрасывается к противоположной стенке, изменяя картину течения настолько, что повышение давления значительно уменьшается, иными словами, увеличиваются потери. Отрыв потока может быть предупрежден, если замедление будет столь малым, что турбулентный обмен импульсами со средней частью потока будет препятствовать падению скорости до нуля.

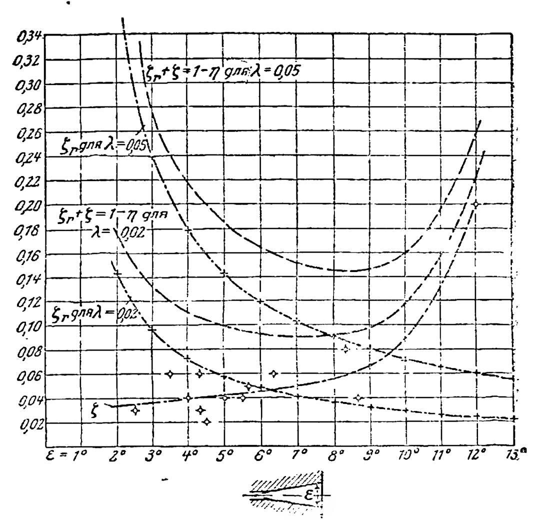
По опытам Дёнх[1] (Dönch) и Никурадзе[2] при турбулентном потоке отрыв начинает проявляться, начиная с углов раскрытия $\varepsilon = 8 \div 10^\circ$. Однако допустимая величина угла ε тем больше, чем короче входной участок, чем меньше отношение конечного сечения диффузора к начальному и чем сильнее обмен импульсами внешних струек с внутренними. По опытам Гофмана (Hofmann) над хорошо закругленным соплом без входного участка и с отношением $\frac{l}{d} = 2{,}45$ (где d — диаметр наименьшего сечения) при угле $\varepsilon = 2\delta = 16^\circ$ еще не имелось отрыва[3].

[1] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 282.
[2] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 289.
[3] Die Energieumsetzung in saugrohrähnlich erweiterten Düsen. Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, тетр. 4, стр. 36.

Можно избежать срыва даже при значительных углах расширения, если отсасывать пограничный слой [1]. Направляющие лопатки точно так же вносят улучшение, так как удаляют пограничный слой [2].

Показанное на фиг. 22 неравномерное распределение скоростей по сечению приводит к тому, что преобразование скорости в давление не заканчивается в конце диффузора. Опыты Кренера [3] и Петерса [4] (Kröner und Peters) показывают, что для полного преобразования скорости в давление необходимо иметь достаточно длинный участок трубы за диффузором.

В то время как согласно предыдущему потери при преобразовании скорости растут с увеличением углов раскрытия, потери трения уменьшаются, поскольку укорачивается диффузор. На фиг. 24 нанесены по данным Андреса [5] (Andres) величины потерь на преобразование в давление ζ и на потери трения $\zeta_r = \lambda \dfrac{l}{d}$ в зависимости от угла ε для конусообразных труб при величине $\lambda = 0{,}02$ и $\lambda = 0{,}05$. Сумма $\zeta_r + \zeta = 1 - \eta$ дает общую величину потерь, которая имеет наименьшую величину [6] при $\varepsilon = 7^\circ$ для $\lambda = 0{,}02$ и при $\varepsilon = 9^\circ$ для $\lambda = 0{,}05$. Наибольший коэфициент полезного действия (к. п. д.) η преобразования давления, повидимому, имеет место в том случае, когда начинается срыв. По данным Гофмана потери при угле раскрытия $\varepsilon \approx 70^\circ$ значительно больше, чем потери на удар, имеющие место при $\varepsilon = 180^\circ$ (стр. 54). Увеличение к. п. д. достигается, по опытам Андреса и Петерса, если струе придается вращательное движение. Это движение можно получить, помещая при входе в диффузор винтовые лопатки; иногда это вращение зарождается самопроизвольно [7]. В каналах прямоугольного сечения по опытам Андреса преобразование скорости



Фиг. 24 и 25. Зависимость коэфициента сопротивления от угла расширения для конической трубы по Андресу.

[1] Ackeret, Grenzschichtabsaugung, Z. VDI, 1926, стр. 1153.

[2] Jb. schiffsbautechn. Ges. 1930, стр. 103 и след.

[3] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 257.

[4] Ing.-Arch., 1931, тетр. 1, стр. 92 и след.

[5] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 76; см. также Hochschildt, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 114.

[6] См. также E. Lyon, Trans. Amer. Soc. mech. Engr., т. 43 (1921), стр. от 1245 до 1248 (извлечение в Z. angew. Math. Mech., 1923, тетр. 5, стр. 394), где описаны результаты опытов с семью коническими всасывающими трубами с углом расширения от 4 до 12° и получен наилучший к. п. д. при 8°.

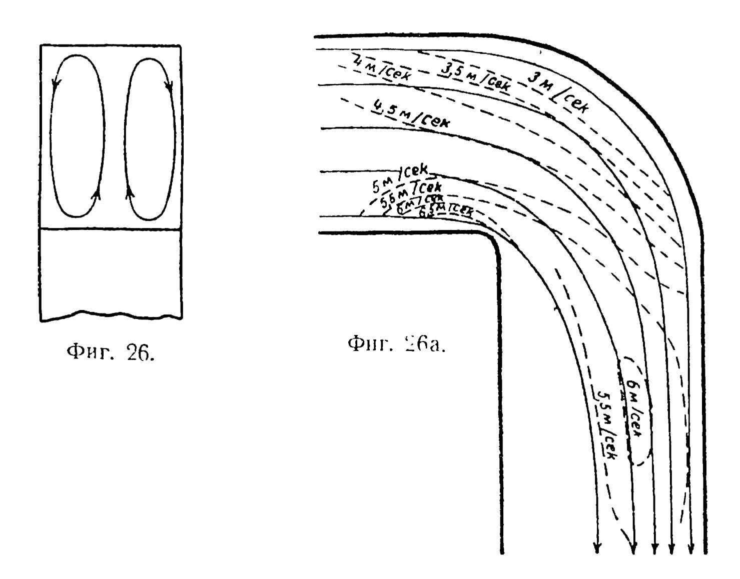
[7] По новым опытам Леви (Lewy) в Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 322, также полезным оказывается вращение всей расширяющейся трубы.

в давление еще более затруднительно и именно тем более, чем больше сечение отличается от квадратного. Преобразование скорости в давление облегчается наличием гладких стенок и постепенным переходом от призматической части трубы к расширяющейся. Это последнее можно объяснить, если вспомнить, что при обтекании острых кромок согласно рассуждению, изложенному в начале § 6, должны иметь место бесконечно большие скорости и, следовательно, отрыв струи.

Риффарт[1] (Riffart) установил, что выступающее внутрь сужение (шейка) даже благоприятно.

14. КРИВОЛИНЕЙНЫЕ КАНАЛЫ

В этом случае явления в пограничном слое также весьма сильно влияют на характер всего потока. В тех местах, где вблизи стенок трубки тока сильно расширяются или суживаются, происходят те же



Фиг. 26 и 26а. Действительное течение в канале при средней скорости 4,18 *м/сек*.

явления, которые были описаны в предыдущем разделе. В местах расширения (так, например, на фиг. 14 — у входа на внешней стороне и у выхода на внутренней) наблюдается преждевременное падение скорости в направлении к стенке, утолщение пограничного слоя и иногда образование мертвых зон. В местах сужения мы имеем близкое соответствие свободному потоку. Кроме того, имеет место также вторичное течение (фиг. 26), накладывающееся на основное[2]. Так как центробежные силы частиц, движущихся медленно вблизи стенок, недостаточны для уравновешивания тех же сил, но действующих на частицы, находящиеся в середине потока, то течение происходит, как показано на

[1] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 257.

[2] См. также работы Isachsen в Ziviling., 1896, стр. 353 и Z. VDI, 1911, стр. 215.

фиг. 26. Фиг. 26а показывает линии тока в плоскости, параллельной плоскости колена прямоугольного сечения (опыты Кордье)[1]. Ясно виден срыв струй в том месте, где по фиг. 14 должно быть расширение трубок тока. Вследствие малого радиуса закругления колена это явление выступает особо ярко. Отсутствие срыва у внешней стенки колена объясняется большим радиусом закругления этой стенки и, вероятно, отсасывающим действием вращательного движения, показанного на фиг. 26. Рассмотрение изотах фиг. 26а указывает, что за исключением участков вблизи стенок распределение скоростей соответствует таковому для свободного потока (скорости возрастают к центру кривизны).

Вилькен[2] (Wilcken) получил при коленах большой ширины распределение скоростей, чрезвычайно близко совпадающее с теоретическим. На фиг. 26а заметно весьма сильное увеличение скоростей за коленом, вызванное срывом. Обратное их преобразование (восстановление), понятно, является источником значительных потерь, подобных тем, которые вызываются расширяющимися каналами. Как указывают Флюгель[3] и Нипперт[4] (Flügel und Nippert), из колен с одинаковым углом поворота колена с небольшим расширением на повороте (по данным Нипперта, могущим достигать 40%) являются наиболее выгодными. Устройство направляющих лопаток в колене также уменьшает потери.

15. ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ

К этому общему процессу относятся случаи, описанные в § 10—14. В невязкой жидкости тело любой формы не может оказывать ей или испытывать ее сопротивление. В вязких же жидкостях имеет место, во-первых, чистое сопротивление трения, вызванное понижением скорости у поверхности тела до нуля, т. е. тангенциальными силами в жидкости. Во-вторых, имеет место еще одно сопротивление, вызванное нормальными силами, вследствие того, что в тех местах, где вдоль поверхности обтекаемого тела давления должны были бы вновь возрасти и, следовательно, где трубки тока должны были бы расшириться, пограничный слой срывается в виде вихрей в силу причин, указанных в § 13. Возрастание давления, которое в этих случаях имело бы место в идеальной жидкости, здесь в большей или меньшей степени уничтожается, и сумма всех нормальных сил, действующих на тело, перестает быть равной нулю. Это сопротивление формы для тел (как, например, пластинка, стоящая поперек потока, цилиндр, шар и т. п.), сравнительно весьма коротких в направлении течения и поэтому обусловливающих в идеальной жидкости значительное расширение струек вблизи стенок тела, во много раз превосходит сопротивление, вызванное трением. Фиг. 27 и 27а показывают процесс образования и срыва вихря за цилиндром[5]. Энергия, заключающаяся в уходящем вихре, сооб-

[1] Cordier, Strömungsuntersuchungen an einem Rohrkrümmer. Диссертация München, 1910 или Z. ges. Turbinenwes., 1914, стр. 129. См. также весьма подробную работу Lell, Z. ges. Turbinenwes., 1914, стр. 129.

[2] Ing.-Arch., т. 1 (1930), тетр. 4, особенно фиг. 14 до 18, стр. 367 и след.

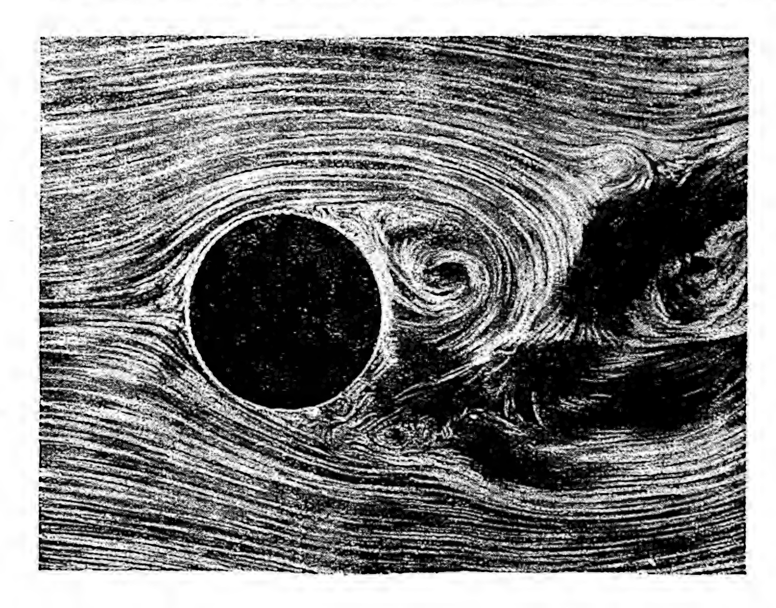
[3] Jb. schiffsbautechn. Ges., 1929 или Werft. Reed. Hafen, 1929, № 16, стр. 336.

[4] Forsch.-Arb. Ing-Wes., тетр. 320 (см. также R. v. Mises, Z. angew. Math. Mech, 1930, тетр. 2, стр. 203).

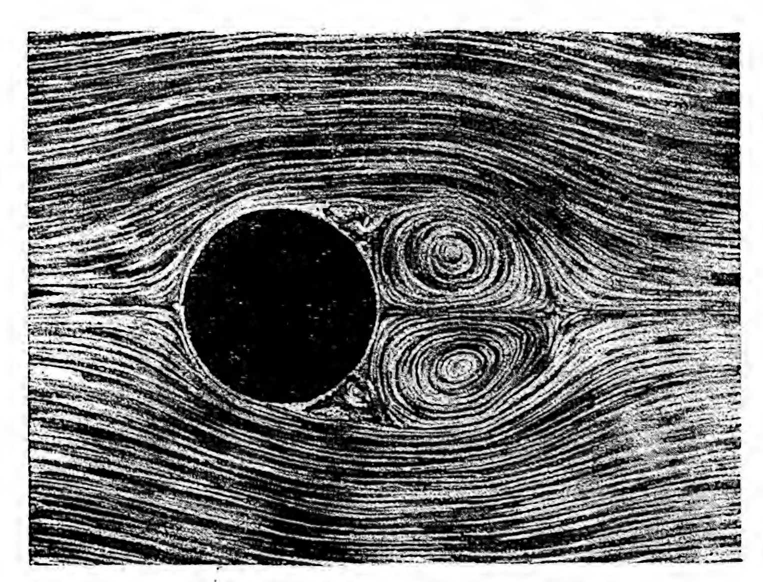
[5] Из Prandtl-Betz, Ergeb. aerod. Vers.-Anst., выпуск III, 1927, стр. 8.

щается ему за счет работы, неизбежно затрачиваемой на преодоление сопротивления формы.

Понятно, что для уменьшения сопротивления необходимо стремиться



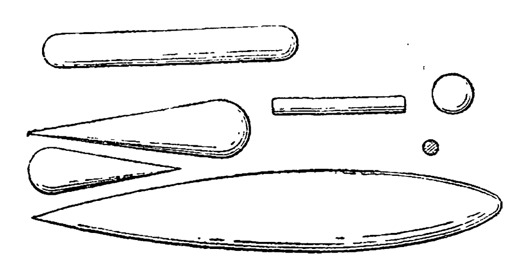
Фиг. 27а. Образование вихрей и срыв их при обтекании кругового цилиндра.



Фиг. 27. Образование вихрей и срыв их при обтекании кругового цилиндра.

как можно дальше отдалить точку срыва, т. е. пользоваться телами, достаточно удлиненными с острым концом, т. е. крылообразными профилями. В этих случаях повышение давления происходит на значительной длине. Сильное влияние формы тела на его сопротивления пока-

зывает фиг. 28, где изображены тела одинакового сопротивления [1]. Для плоской круглой пластинки доминирующим является сопротивление формы, в то время как для дирижабля главную роль играет поверхностное трение. Сопротивление этой формы в 25 раз меньше, чем сопротивление круглой пластинки того же диаметра. Опыты показывают [2], что при числах Рейнольдса, при которых пограничный слой перед точкой срыва является турбулентным, сопротивление внезапно падает, так как точка срыва удаляется [3]. Эти критические скорости можно уменьшать, облегчая возникновение турбулентности в пограничном слое, например, путем возмущения притекающего к телу потока, как то имеет место в каналах центробежного насоса, или путем некоторого нарушения гладкости поверхности тела вблизи места срыва. Так, Прандтль показал, что, помещая на шар кольцо из проволоки, сопротивление шара можно значительно уменьшить.



Фиг. 28. Тела равного сопротивления (при обтекании их справа налево). Заштрихована круглая пластинка, которая должна быть перпендикулярна к потоку.

Другим способом, служащим к понижению сопротивления тела, является отсасывание пограничного слоя, упомянутое ранее в середине § 13.

16. ОПЫТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ НАПРАВЛЕНИЯ И СЕЧЕНИЯ

К сопротивлению прямой трубы добавляются еще местные сопротивления, которые при турбулентном потоке, как показывает опыт, весьма точно следуют закону квадратов. Таким образом закон их изменения отличается от закона возрастания сопротивления трения, которое, как указано в § 10, пункт b, для гладких труб при не слишком больших числах Рейнольдса изменяется пропорционально скорости в степени 1,75. Случай ламинарного потока в насосах, встречающийся лишь весьма редко, мы не будем рассматривать.

a) **Расширение**. Если обозначить скорости в начале и в конце через c_1 и c_2, то потери в метрах столба жидкости выражаются:

$$h_r = \zeta \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} . \qquad (25)$$

При наивыгоднейших углах расширения, т. е. при $\varepsilon = 8 \div 10^\circ$ (фиг. 23),

$$\zeta = 0{,}15 \div 0{,}20. \qquad (26)$$

[1] Заимствовано из C. Eberhardt, Einführung in die theoretische Aerodynamik, стр. 55, München und Berlin 1927.

[2] Eiffel, La resistance de l'air et l'aviation, Paris, Dunod et Pinat 1910; Prandtl, Göttinger Nachr., 1914, стр. 177, см. также Hopf в Handbuch der Physik (изданной Geiger-Scheel'ем) стр. 167 и след.

[3] Hydraulische Probleme. издана VDI, 1926, стр. 1 и след.; Witte, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., выпуск B., 1931, № 8, стр. 297.

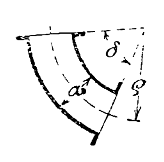
Для других значений углов ε, повидимому, применимо уравнение [1]

$$\zeta = \frac{\frac{F_2}{F_1} - 1}{\frac{F_2}{F_1} + 1} \sin \varepsilon. \tag{27}$$

b) **Сужение (потери в коллекторе).** Как указывалось выше, в § 13, при сужении струи никаких дополнительных потерь не появляется, т. е. $\zeta = 0$.

c) **Колено постоянного сечения.** При круглом и прямоугольном сечении (фиг. 29) можно пользоваться следующими формулами Вейсбаха [2] (Weisbach): для круглого сечения

$$\zeta = 0{,}13 + 0{,}16 \left(\frac{a}{\rho}\right)^{3,5}, \tag{28}$$



Фиг. 29. Отвод.

для прямоугольного сечения

$$\zeta = 0{,}124 + 0{,}274 \left(\frac{a}{\rho}\right)^{3,5}. \tag{29}$$

Как видно из этих формул, коэфициент потерь резко возрастает с уменьшением радиуса закругления.

Если ввести в рассмотрение еще и потери на трение о стенки, которые, очевидно, увеличатся с увеличением радиуса закругления ρ, то очевидно, что сумма потерь будет иметь минимум при каком-то наивыгоднейшем соотношении $\frac{a}{\rho}$; для $\delta = 90°$ наивыгоднейший радиус закругления лежит в пределах [3] $\rho = 7 \div 8a$.

До настоящего времени отсутствуют опыты над коленами переменного сечения (криволинейные диффузоры). Наличие опытного исследования таких каналов было бы весьма полезно, так как направляющие аппараты турбонасосов являются такими криволинейными диффузорами [4].

d) **Резкое изменение сечения или направления потока.** В этом случае приходится иметь дело с изменением скорости c_1 в скорость c_2, сопровождающимся ударом (см. например, изображенное на фиг. 30 колено).

Как видно из фиг. 31, такое изменение скорости можно было бы произвести путем прибавления к скорости c_1 компонента скорости удара s, равной векториальной разности скоростей c_1 и c_2, что может быть условно записано следующим образом: $\bar{s} = \bar{c}_1 - \bar{c}_2$. Фактически

---

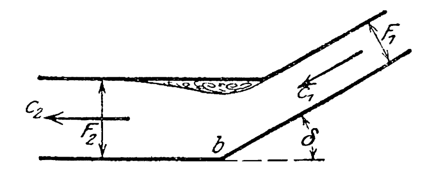
[1] Biel. Fordertechn., 1927, тетр. 12, стр. 214.

[2] Hütte, т. I.

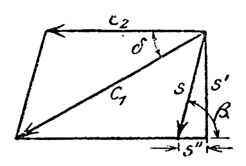
[3] Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, тетр. 3, стр. 45 и след.

[4] Как указывает Richter, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 338, величины уравнений (28) и (29) годятся лишь для $\delta = 90°$, для $\delta = 45°$ значение ζ втрое меньше, а для $\delta = 180°$ — втрое больше, чем для 90°. Другие величины дает Prandtl в Abriss der Strömungslehre, стр. 121, Braunschweig. 1931.

явление значительно сложнее; после колена наблюдается сжатие струи, делающее более плавным переход от скорости c_1 до c_2; кроме того, при внимательном изучении картины токов (скоростного поля) можно видеть, что частицы, доходящие до угла b, настолько замедляют свою скорость, что в точке b уже нельзя говорить об ударе. Но



Фиг. 30. Колено.



Фиг. 31.

несмотря на это, в связи с интенсивным вихреобразованием и явлением преобразования скорости в давление, появляются значительные потери, которые могут быть учтены нижеследующей формулой [1]:

$$h_r = \varphi \frac{s^2}{2g} = \varphi \frac{(\overline{c_1} - \overline{c_2})^2}{2g}. \tag{30}$$

[1] Уравнение (30) может быть выведено следующим образом: потери скоростного напора составляют $\frac{c_1^2 - c_2^2}{2g}$. При этом, однако, возникает повышение давления, так как при уничтожении скорости удара составляющая $s'' = s \cos \beta$, параллельная скорости удара (фиг. 31), оказывает ударное действие, а следовательно, повышение давления. По закону количества движения получаемая сила удара при $Q = \gamma F_2 c_2$ (секундный весовой расход воды)

$$P = \frac{Q}{g} s \cos \beta = \frac{\gamma}{g} c_2 F_2 s \cos \beta,$$

которая вызовет повышение давления в F_2 в метрах водяного столба

$$\Delta H = \frac{P}{\gamma F_2} = \frac{1}{g} c_2 s \cos \beta,$$

таким образом потеря напора

$$h_r = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} - \frac{c_2 s \cos \beta}{g},$$

или, так как по закону косинусов

$$c_1^2 = c_2^2 + s^2 + 2c_2 s \cos \beta,$$

то

$$h_r = \frac{s^2}{2g}. \tag{30a}$$

Как выше уже указывалось, явление внезапного изменения сечения нельзя рассматривать как удар неупругих тел, так что приходится ввести в уравнение (30) коэфициент φ, дающий в то же время возможность увязки с данными опыта.

* В курсе гидравлики проф. Есьмана показано, что для вывода указанного уравнения, так называемого уравнения Борда-Карно, приходится сделать свыше десяти различных допущений, часть которых весьма искусственна и не вяжется с данными опыта; главным образом этим обстоятельством и объясняется необходимость введения эмпирического коэфициента. Прим. ред.*

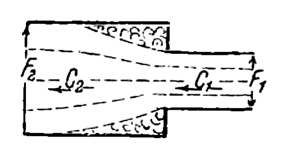
Насколько имеющиеся в нашем распоряжении опытные материалы вообще позволяют сделать сколько-нибудь определенные выводы, мы можем принять для коэфициента φ следующие значения:

$\varphi = 1$ для внезапного расширения сечения (фиг. 32 [1]), (31)

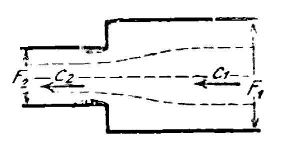
$\varphi = 0{,}4 \div 0{,}5$ для внезапного сужения сечения (фиг. 33), (32)

$\varphi = 0{,}7 \div 1{,}0$ для колен (фиг. 30). (33)

Очевидно, что в случае расширения s должна войти с отрицательным знаком; величина h_v всегда положительна. Экспериментальному исследованию подвергались только колена постоянного сечения.



Фиг. 32. Внезапное расширение.



Фиг. 33. Внезапное сужение.

Для колен постоянного сечения $|c_1| = |c_2| = |c|$, и следовательно, $s = 2c \sin \frac{\delta}{2}$, откуда

$$h_v = 4\,\varphi \sin^2 \frac{\delta}{2} \cdot \frac{c^2}{2g}. \qquad (34)$$

По Бамбаху [2] $\varphi = 1$ при $\delta = 0 \div 7°$, а также при наличии большого количества направляющих лопаток; в остальных случаях [3] $\varphi < 1$.

17. ВЛИЯНИЕ ТРЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ПОЛОСТЯХ ВРАЩЕНИЯ. ИЗМЕНЕНИЕ ЗАКОНА ПЛОЩАДЕЙ ПРИ УЧЕТЕ ТРЕНИЯ [4]

Если вода течет симметрично относительно оси между поверхностями вращения, например, в направляющем кольце (венце) центробежного насоса, то при отсутствии трения имел бы место (согласно § 5b и 7b) закон сохранения момента количества движения (закон площадей), что для обозначений фиг. 35 дает

$$c_u r = \text{const}. \qquad (35)$$

При увеличении радиуса c_u будет под влиянием трения уменьшаться быстрее, чем это следует по уравнению (35). Произведем исследование этого процесса при турбулентном режиме.

a) **Радиальный поток (в плоскости, нормальной оси симметрии) при наличии окружных составляющих скорости (скорости закручи-**

---

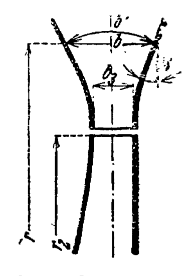
[1] Schütt, Versuche zur Bestimmung der Energieverluste bei plötzlicher Erweiterung. Диссертация, München 1926 или Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, тетр. 1.

[2] Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 327. (Диссертация, Hannover 1930).

[3] См. также Vogel, Über Verluste in rechtwinkligen Rohrverzweigungen. Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, тетр. 2 (1928), стр. 61.

[4] Pfleiderer, Untersuchungen aus dem Gebiet der Kreiselradmaschinen, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 295, стр. 84 и след.

вания). Рассмотрим средние скорости для ширины кольца b (фиг. 34), предполагая, что вызванное трением изменение скорости распространяется равномерно по всей ширине кольца, что соответствует течению при больших числах Рейнольдса при отсутствии срыва вблизи стенок. При выходе из рабочего колеса всегда имеет место такое высоко турбулентное течение[1]. Далее предположим, что наше исследование ограничивается случаем, когда поток имеет в меридиональной плоскости ось симметрии, перпендикулярную к оси вращения.

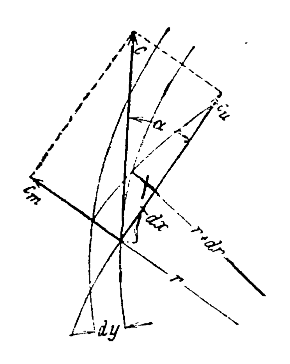


Фиг. 34. Кольцевая полость с радиальным протеканием.

В элементарной струйке размером dy (фиг. 35) при ширине кольца b и радиусе r благодаря трению о боковые стенки на пути dx будет иметь место потеря энергии, отнесенная к 1 *кг* жидкости и определяемая по уравнению (6):

$$dH_r = \lambda \frac{dx}{d} \cdot \frac{c^2}{2g}.$$

При этом d согласно § 12 есть учетверенный гидравлический радиус, или учетверенная площадь, разделенная на смоченный периметр, т. е.



Фиг. 35. Течение в кольцевой полости.

$$d = 4\frac{b\,dy}{2dy} = 2b. \tag{36}$$

Отсюда[2]

$$dH_r = \lambda \frac{dx}{2b} \cdot \frac{c^2}{2g}. \tag{37}$$

Эта потеря на трение может вызвать понижение давления только в радиальном направлении, т. е. в направлении слагающей c_m полной скорости c_1, лежащей в меридиональной плоскости, так как имеющееся течение симметрично относительно оси. Это уменьшение давления по уравнению (37) будет

$$dH_{rm} = \lambda \frac{dx}{2b} \cdot \frac{c_m^2}{2g}. \tag{38}$$

---

[1] При не очень высокой турбулентности частицы, движущиеся вблизи стенки, теряют тангенциальную слагающую своей скорости раньше, чем движущиеся в центре канала. Получающееся при этом различие центробежных сил вызывает вторичные движения, подобные тем, которые имеются в колене и показаны на фиг. 26. Отсюда видно, что в этом случае приходится принимать во внимание неравномерное распределение радиальных слагающих c_m по ширине b. Опыты по этому вопросу можно найти в Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, тетр 3 в статье Heim (Versuche zur Ausbildung der Thomaschen Rückstrombremse).

[2] За счет угла наклона δ меридиональных линий по отношению к радиусу в уравнение (36) вместо b надо подставить развернутую длину b' нормальной линии (фиг. 34), а для смоченного периметра в числителе не $2dy$, а примерно $\frac{2dy}{\cos\delta}$. Таким образом $d = 4\frac{b'\,dy}{\frac{2dy}{\cos\delta}} = 2b'\cos\delta$, но так как $b'\cos\delta \backsim b$, то уравнение (3b) может быть сохранено при небольших углах наклона δ.

Вычитая эту величину из dH_r и зная, что $c^2 = c_m^2 + c_u^2$, получаем

$$dH_{ru} = dH_r - dH_{rm} = \lambda \frac{dx}{2b} \cdot \frac{c_u^2}{2g}. \tag{39}$$

Эти потери влияют на скорость закручивания c_u (окружную составляющую), вызывая уменьшение этой скорости, т. е. уменьшение момента количества движения. При отсутствии трения имеет место уменьшение c_u, которое по уравнению (35) определяется так:

$$(dc_u)'r + c_u dr = 0,$$

или

$$(dc_u)' = -\frac{c_u}{r} dr. \tag{40}$$

За счет трения имеем дальнейшее уменьшение на $(dc_u)''$, определяющееся из уравнения

$$d\left(\frac{c_u^2}{2g}\right) = \frac{c_u}{g} (dc_u)'' = dH_{ru}, \tag{40a}$$

или согласно уравнению (39), принимая во внимание, что

$$dx = \frac{dr}{\sin \alpha} = dr \frac{c}{c_m},$$

получим

$$(dc_u)'' = \mp \frac{\lambda}{4b} \cdot \frac{cc_u}{c_m} dr. \tag{41}$$

Знак минус в этом уравнении соответствует потоку, удаляющемуся от оси; знак плюс — потоку, приближающемуся к оси. Перемена знаков вызывается тем, что в первом случае скорость c_u уменьшается при увеличении радиуса, а во втором случае — при уменьшении радиуса.

Из уравнений (40) и (41) находим полное уменьшение скорости $dc_u = (dc_u)' + (dc_u)''$, имея в виду, что

$$c = \sqrt{c_m^2 + c_u^2} \quad \text{и} \quad c_m = \frac{Q_x}{2r\pi b}, \tag{41a}$$

где Q_x является секундным объемом протекающей жидкости,

$$dc_u = -\frac{c_u}{r} dr \mp \frac{\lambda}{4b} \frac{2r\pi b}{Q_x} \sqrt{\left(\frac{Q_x}{2r\pi b}\right)^2 + c_u^2} \cdot c_u dr,$$

откуда

$$\frac{d(rc_u)}{r^2 c_u \sqrt{\left(\frac{Q_x}{2r\pi b}\right)^2 + c_u^2}} = \mp \frac{\lambda\pi}{2Q_x} dr. \tag{42}$$

Общее решение этого уравнения не удается при переменной ширине b. Однако это решение может быть сделано приближенно во многих случаях, если принять во внимание, что c_m^2 в большинстве случаев

весьма мало по сравнению с c_u^2 и первое слагаемое под корнем может быть опущено [1]; тогда получается, что

$$\frac{d(rc_u)}{(rc_u)^2} = \mp \frac{\lambda\pi}{2Q_x} dr. \qquad (43)$$

Интегрирование в пределах от r_2, где c_u имеет величину c_{3u} *, до r дает

$$\frac{1}{rc_u} - \frac{1}{r_2 c_{3u}} = \pm \frac{\lambda\pi}{2Q_x}(r - r_2). \qquad (44)$$

Это уравнение является распространением закона площадей для технических расчетов на случай течения вязкой жидкости.

Уравнение (44) показывает, что момент скорости rc_u уменьшается с увеличением пути трения $(r - r_2)$. Знак плюс в правой части соответствует течению потока наружу, т. е. случаю центробежного насоса, знак минус соответствует случаю центростремительной турбины. При $\lambda = 0$ уравнение (44) обращается в уравнение (35). Надо обратить внимание, что величина b в уравнение не входит. Это надо объяснить тем, что хотя при увеличении b увеличивается гидравлический радиус [уравнение (36)], но путь трения увеличивается в том же отношении, благодаря тому что угол наклона α спиральных траекторий уменьшается.

Если уравнение (44) умножить на Q_x и подставить

$$Q_x = 2\pi r\, b\, c_m = 2\pi r_2 b_3 c_{3m},$$

то можно написать

$$\frac{c_m}{c_u} b - \frac{c_{3m}}{c_{3u}} b_3 = \pm \frac{\lambda}{4}(r - r_2),$$

или, если снова ввести угол наклона α линий тока к окружности радиусом r_2, равный α_3, причем $\operatorname{tg}\alpha = \frac{c_m}{c_u}$, $\operatorname{tg}\alpha_3 = \frac{c_{3m}}{c_{3u}}$, то

$$b \operatorname{tg}\alpha - b_3 \operatorname{tg}\alpha_3 = \pm \frac{\lambda}{4}(r - r_2), \qquad (45)$$

откуда для частного случая $b = b_3$

$$\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_3 = \pm \frac{\lambda}{4b}(r - r_2). \qquad (45a)$$

Это уравнение заменяет уравнение логарифмической спирали течения

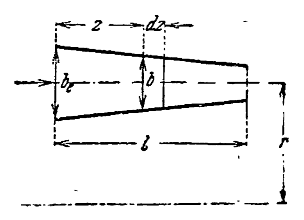
---

[1] Это допущение разбирается в сноске к концу § 51.

* Соответственно принятым в центробежных машинах обозначениям, так как там индекс 3 соответствует потоку непосредственно за лопатками (см. § 25).

идеальной жидкости, для которого $\alpha = \alpha_3$. Вода, таким образом, течет по спиралям с увеличивающимся шагом[1].

В написанных уравнениях коэфициент сопротивления λ при течении, направленном от центра, т. е. при увеличивающемся r, надо брать бо́льшим, чем при течении обратном, так как в первом случае имеет место течение в расширяющемся канале (диффузоре), а во втором случае — в сужающемся (коллекторе) (см. § 13). Далее λ должно быть увеличено еще также из-за отсутствия входного участка (см. конец § 10), так что при замедляющемся течении величина λ во много раз больше, чем приведенная в конце § 10.



Фиг. 36. Кольцевая полость с осевым протеканием.

b) **Осевое течение при наличии окружных составляющих скорости (скорости закручивания—фиг. 36).** При осевом течении, так же как и при радиальном, сказывается влияние трения о стенки. В этом случае $r = \text{const}$, т. е. $(dc_u)' = 0$. Мы ограничимся разбором случая, когда b мало по сравнению с r. В этом случае по всей ширине b может быть принято движение с равными скоростями и согласно уравнению (41) для элемента длиной вдоль оси dz можно написать

$$dc_u = (dc_u)'' = \frac{\lambda}{4b} \cdot \frac{cc_u}{c_m} dz = \frac{\lambda}{4b} \sqrt{c_m^2 + c_u^2} \cdot \frac{c_u}{c_m} dz.$$

Если в этой формуле снова пренебречь первым слагаемым под корнем, то, применяя уравнение (41a), получаем

$$dc_u = \frac{\lambda}{4b} \cdot \frac{c_u^2}{c_m} dz = \frac{\lambda}{2} \frac{r\pi}{Q_x} c_u^2 dz$$

и для пути вдоль оси длиной z

$$\int_0^z \frac{dc_u}{c_u^2} = \frac{\lambda}{2} \frac{r\pi}{Q_x} z,$$

а если обозначить величины, относящиеся ко входу, индексом e, то получим

$$\frac{1}{c_u} - \frac{1}{c_{ue}} = \frac{\lambda}{2} \frac{r\pi}{Q_x} z. \tag{46}$$

---

[1] Если не пренебрегать величиной c_m^2 по сравнению с c_u^2, уравнение (42) было бы разрешимым для случая $b = b_3$. Для полноты приведем результаты

$$\ln \frac{\frac{1}{rc_u} + \sqrt{\left(\frac{2\pi b}{Q_x}\right)^2 + \left(\frac{1}{rc_u}\right)^2}}{\frac{1}{r_2 c_{3u}} + \sqrt{\left(\frac{2\pi b}{Q_x}\right)^2 + \left(\frac{1}{r_2 c_{3u}}\right)^2}} = \pm \frac{\lambda}{4b}(r - r_2),$$

или

$$\ln \left[\frac{1 + \sin \alpha}{\cos \alpha} \cdot \frac{\cos \alpha_3}{1 + \sin \alpha_3}\right] = \pm \frac{\lambda}{4b}(r - r_2).$$

Для практических расчетов эти уравнения ввиду их сложности неприменимы.

Так как

$$Q_x = 2r\pi\, b_e c_{me} = 2r\pi\, b\, c_m,$$

то уравнение (46) может быть переписано:

$$\frac{c_m}{c_u} b - \frac{c_{me}}{c_{ue}} b_e = \frac{\lambda}{4} z, \tag{47}$$

или

$$b \operatorname{tg} \alpha - b_e \operatorname{tg} \alpha_e = \frac{\lambda}{4} z, \tag{48}$$

а при $b = b_e$

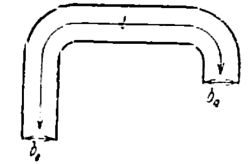
$$\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \alpha_e = \frac{\lambda}{4b} z, \tag{48a}$$

что согласуется с уравнениями (45) и (45а). При этом вода течет по винтовым линиям увеличивающегося шага.

c) **Сложный канал (фиг. 37).** Ввиду того что уравнение (45) может быть приведено к форме уравнения (48), если подставить $r - r_2$ равным длине пути в меридиональной плоскости, то окажется возможным по этому уравнению

$$b_a \operatorname{tg} \alpha_a - b_e \operatorname{tg} \alpha_e = \frac{\lambda}{4} l \tag{49}$$

исследовать также и движение в канале, образованном поверхностями вращения и представляющем собой соединение канала как осевого, так и радиального.



Фиг. 37. Кольцевая полость с осевым и радиальным протеканием.

Для канала же постоянной ширины $b_a = b_e$ — по уравнению

$$\operatorname{tg} \alpha_a - \operatorname{tg} \alpha_e = \frac{\lambda}{4b} l. \tag{49a}$$

Длина l равняется здесь измеренной в меридиональной плоскости длине канала, причем индекс a относится к выходу.

Каналы вида, изображенного на фиг. 37, встречаются в многоступенчатых насосах и состоят из безлопастного кольцевого пространства, находящегося между направляющим и подводящим аппаратами.

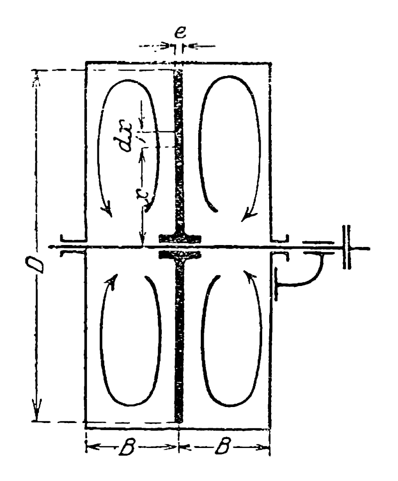
18. РАСХОД МОЩНОСТИ ВРАЩАЮЩИМИСЯ ДИСКАМИ НА ТРЕНИЕ О ВОДУ

При вращении рабочего колеса турбонасоса, окруженного водой, на его внешних поверхностях развиваются силы трения, поглощающие заметную часть подводимой к насосу мощности. Жидкость, окружающая работающее колесо (т. е. находящаяся между рабочим колесом и кожухом), приобретает за счет сил трения о рабочее колесо вращательное движение, которое накладывается на прочие течения, имеющиеся снаружи рабочего колеса (фиг. 38). За счет центробежных сил вращающиеся частицы отбрасываются к периферии [1] и замещаются дру-

[1] См. также F. Busmann, Versuche über die Grenzschichtbewegung auf rotierenden Scheiben, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., 2 (1931), № 9, стр. 335.

гими частицами, которые в свою очередь получают вращательное ускорение, отбрасываются и т. д.

Так как скорость отбрасываемых частиц уменьшается потерями на трение и на вихреобразование, то длина пути, проходимого отдельными частицами в таком вращающемся потоке, весьма существенна, так как от этого зависит, какую часть полученной от колеса энергии частица сохраняет, возвращаясь снова на поверхность колеса. Очевидно, что наибольшую работу трения должна произвести работа колеса, вращающегося в жидкости бесконечно большого объема, так как в этом случае подходящая частица не будет иметь окружной скорости в направлении вращения колеса. Наоборот, колесо, близко примыкающее с боков и по наружному „ободу“ к стенкам кожуха, должно затрачивать мало мощности для преодоления потерь на трение.



Фиг. 38. Трение о жидкость вращающегося диска.

Для подсчета величины потерь на трение наружных поверхностей диска о воду можно воспользоваться известными лабораторными данными об испытаниях моделей протягиванием их в гидравлических бассейнах. В согласии с нашими прежними соображениями мы для расчета сил трения, приходящихся на квадратный метр протягиваемой (протаскиваемой) поверхности, применим выражение

$$\rho = \lambda_f \gamma \cdot \frac{v^2}{2g}, \tag{50}$$

где v есть скорость протаскивания поверхности, отнесенная к неподвижной воде. По закону подобия коэфициент λ_f может быть функцией только числа Рейнольдса и шероховатости поверхности стенок. Если l есть длина протаскиваемой поверхности в направлении движения, то число Рейнольдса может быть выражено в виде $\frac{vl}{\nu}$. По аналогии с формулой Блазиуса [уравнение (16)] мы можем написать

$$\lambda_f = k \cdot \left(\frac{\nu}{vl}\right)^{\alpha}, \tag{51}$$

где k и α суть величины, зависящие только от шероховатости протаскиваемой поверхности.

Как видно из равенства (51), величина коэфициента λ_f, а следовательно, и удельное сопротивление протаскивания ρ падает с увеличением длины l, что хорошо совпадает с данными опыта [1]. Объясняется это тем, что по мере увеличения длины тела, скорость частиц потока,

[1] Значения k и α см. Prandtl, Ergebn. aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, 1. Lief. стр. 120, München u. Berlin 1921; Gebers, Schiffbau, т. 9 (1908); Kempff, Vorträge aus dem Gebiet der Hydro- und Aerodynamik in Innsbruck 1922 (издание Kármán и Levi-Civita), Berlin 1924; Schiller u. Hermann, Ing.-Arch., 1930, тетр. 4, стр. 391.

примыкающих непосредственно к поверхности, непрерывно падает, так что влияние передних частей поверхности („головной“ части) на величину сопротивления значительней, чем влияние хвостовой части модели.

Для аналитического определения работы сил трения вращающегося диска сперва следует рассмотреть соотношения для какой-нибудь произвольно выбранной конаксиальной (соосной колесу) окружности, считая отдельные ее элементы равноценными в смысле сопротивлений. Мы облегчим себе вывод путем сопоставления с подобными явлениями в трубах, для чего подставим в уравнение (51) вместо l, равное ему x (радиус рассматриваемой конаксиальной окружности). Уравнения (50) и (51), будучи объединены при $l = x$, дают

$$\rho = k\frac{\gamma}{2g}\nu^{\alpha}v^{2-\alpha}x^{-\alpha}. \tag{52}$$

Сделаем допущение, что подходящие к диску частицы не имеют никакой сколько-нибудь значащей вращательной скорости, т. е. что картина явления происходит таким образом, как если бы диск вращался в безграничном пространстве. Тогда для конаксиальной окружности с радиусом x (фиг. 38) величина окружной скорости соответствовала бы скорости протаскивания $v = x\omega$, где ω есть угловая скорость. Сила трения вдоль кольца шириной dx, имеющего двустороннюю поверхность $4\pi x\,dx$, равна $dR = 4\pi x\,dx\,\rho$. Отсюда получим при помощи равенства (52) величину, соответствующую моменту силы трения:

$$dM = dR\,x = 4\pi k\frac{\gamma}{2g}\nu^{\alpha}\omega^{2-\alpha}x^{4-2\alpha}dx.$$

Отсюда полный момент сил трения равняется

$$M = \int_0^{\frac{D}{2}} dM = 4\pi k\frac{\gamma}{2g}\nu^{\alpha}\omega^{2-\alpha}\frac{\left(\frac{D}{2}\right)^{5-2\alpha}}{5-2\alpha}. \tag{53}$$

и работа сил трения в лошадиных силах

$$N_r = \frac{M\omega}{75} = \frac{4\pi k}{(5-2\alpha)75}\frac{\gamma}{2g}\left[\frac{\nu}{\omega\left(\frac{D}{2}\right)^2}\right]^{\alpha}\cdot\omega^3\left(\frac{D}{2}\right)^5. \tag{54}$$

Если ширина диска равняется e, то на поверхности его „обода“ за счет сил трения появится момент $M' = D\pi e\cdot\rho\cdot\frac{D}{2}$. Введя в это уравнение значение для ρ и прибавив $\frac{M'\omega}{75}$ к N_r, получим

$$N_r = \frac{\pi k}{600}\frac{\gamma}{2g}\left[\frac{\nu}{\omega\left(\frac{D}{2}\right)^2}\right]^{\alpha}\omega^3D^4\left(\frac{D}{5-2\alpha}+e\right), \tag{55}$$

а выделив все постоянные величины и обозначив их одной буквой k_1, получим

$$N_r = k_1 \gamma \left[\frac{\nu}{\omega \left(\frac{D}{2} \right)^2} \right]^\alpha \omega^3 D^4 \left(\frac{D}{5-2\alpha} + e \right). \tag{56}$$

Сравнение процессов в пограничном слое у вращающихся дисков с процессами течения по трубам[1] приводит при гладких дисках к величине показателя $\alpha = \frac{1}{5}$.

Для дисков с шероховатой поверхностью или для очень больших чисел Рейнольдса эта величина приближается к нулю. При $\alpha = 0$ уравнение (56) превращается в

$$N_r = k_1' \gamma \omega^3 D^4 \left(\frac{D}{5} + e \right). \tag{56a}$$

Из опытов Гибсона и Райэна[2] (Gibson und Ryan) получены собранные в нижеследующей таблице величины k_1 для уравнения (56) при $\alpha = \frac{1}{5}$, так же как и величины k_1' для уравнения (56а):

Таблица коэфициентов k_1 и k_1' для уравнений (56) и (56а) по английским опытам

Характер диска	$\alpha = \frac{1}{5}$ k_1 в уравнении (56)	$\alpha = 0$ k_1' в уравнении (56а)
1. Гладкий диск в гладком кожухе	8,5 до $10 \cdot 10^{-6}$	0,41 до $0,49 \cdot 10^{-6}$
2. Гладкий диск в необработанном литом кожухе . .	10 „ $12 \cdot 10^{-6}$	0,5 „ $0,58 \cdot 10^{-6}$
3. Необработанный литой диск в гладком кожухе	10 „ $11 \cdot 10^{-6}$	0,5 „ $0,55 \cdot 10^{-6}$
4. Необработанный литой диск в необработанном кожухе .	$12 \cdot 10^{-6}$	$0,59 \cdot 10^{-6}$

Согласно этой таблице величина k_1 возрастает при возрастании шероховатости диска или стенок. Согласно указанию, изложенному в начале этого параграфа, о влиянии расстояния до стенки B (случаи от 1 до 3) малые величины k_1 соответствуют малым значениям $\frac{B}{D}$, боль-

[1] Kármán. Z. angew. Math. Mech., 1921, стр. 233 и след.; Prandtl Ergebn. aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, III выпуск (1927), стр. 3 и след.

[2] Minut. Proc. Inst. civ. Engr., т. 179, часть I (1909/10). Извлечение Weil в Z. ges. Turbinenwes., 1920, стр. 404.

шие же значения k_1 соответствуют $\frac{B}{D} = 1{,}15$. Отметим также, что оказывается полезным значительное уменьшение радиального зазора между диском и кожухом [1].

Для подсчета потерь на трение колеса центробежной машины о воду допустимо пользоваться упрощенным уравнением (56а), так как в этом случае вода при входе в спиральный кожух имеет уже слагающую скорость в направлении вращения, и следовательно, расчетная схема все равно только приближенно соответствует действительному явлению. Уравнение (56а) может быть приведено к следующему виду

$$N_r = \frac{k_1'}{5} \gamma \omega^3 D^4 (D + 5e). \tag{57}$$

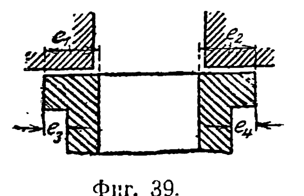
На основании более поздних опытов, как собственных автора, так и чужих, можно считать, что коэфициенты k_1 и k_1' в приведенной таблице лежат у нижнего предела встречающихся значений. Если для осторожности взять за среднее значение k_1' величину $0{,}7 \cdot 10^{-6}$ и подставить $\omega = \frac{2u}{D}$, $\gamma = 1\,000$ *кг/м³*, то уравнение (57) примет следующий вид:

$$N_r = 0{,}0011\, u^3 D\,(D + 5e). \tag{57a}$$

Здесь согласно фиг. 39 величина

$$e = e_1 + e_2 + e_3 + e_4. \tag{58}$$

Величины D и e выражены в *м*.



Фиг. 39.

19. НАПОР НАСОСА

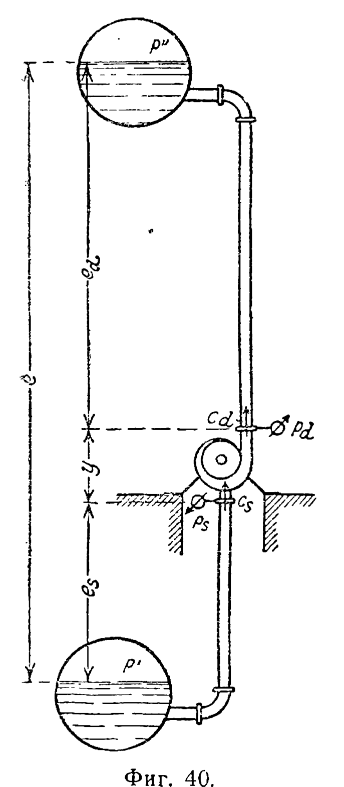
При оценке работы насоса не следует относить потери в присоединенном трубопроводе к работе насоса, так как качество трубопровода зависит от местных условий.

Поэтому было бы неправильным принимать за напор насоса разность высот между уровнями всасывания и нагнетания. Его (напор) следует определить как разность энергии 1 *кг* нагнетаемой жидкости при выходе из насоса и энергии при входе, выражаемую в *кгм/кг* или в метрах столба подаваемой жидкости. При этом оценка работы насоса отделяется от оценки работы трубопровода.

Определенный таким образом напор может быть измерен путем определения давления во всасывающем и нагнетательном патрубках насоса и называется манометрическим напором. Этого названия в дальнейшем мы будем избегать, так как напор измеряется не в единицах

[1] В Z.VDI, т. 65 (1921), стр. 441 помещены опыты Шмидта, из которых можно определить: для гладких дисков при $\alpha = \frac{1}{5}$, $k_1 = 14{,}7 \cdot 10^{-6}$, при $\alpha = 0$ $k_1' = 0{,}952 \cdot 10^{-6}$. Для широких дисков при $\alpha = 0$, $k_1' = 3{,}69 \cdot 10^{-6}$. Эти значения частично во много раз больше, чем приведенные в таблице, что можно объяснить практически бесконечными осевым и радиальным расстояниями до стенок.

давления, а в метрах высоты столба подаваемой жидкости[1]. Далее надо учитывать разность скоростей при входе и выходе, а также и положение по высоте этих двух точек измерения. Обозначим, как указано на фиг. 40, через



Фиг. 40.

p_d — отсчет по манометру нагнетательного штуцера в $кг/см^2$, или избыточное давление;

p_s — отсчет по манометру или вакуумметру у всасывающего патрубка в $кг/см^2$, также представляющее собой избыточное давление, отрицательное в случае разрежения;

y — разность высоты по вертикали тех точек, в которых наблюдаются давления p_d и p_s, причем эта величина положительна, если точка замера давления выше точки замера всасывания;

γ — вес единицы объема подаваемой жидкости в $кг/м^3$;

c_d, c_s — скорости жидкости в точках замера, (т. е. частное от деления расхода на сечение) в $м/сек$.

При этих обозначеннях величина напора (приращение энергии) определится по уравнению Бернулли [§ 5, уравнение (2)]:

$$H = \frac{p_d - p_s}{\gamma} 10\,000 + y + \frac{c_d^2 - c_s^2}{2g}. \qquad (59)$$

Это уравнение должно применяться, когда необходимо определить напор находящегося в эксплоатации насоса. Вес единицы объема γ зависит от рода подаваемой жидкости; для воды же различных температур он приведен на фиг. 6. Для чистой воды при температуре не больше 30° C γ может быть принята равной 1 000 $кг/м^3$, и следовательно,

$$H = 10\,(p_d - p_s) + y + \frac{c_d^2 - c_s^2}{2g}. \qquad (59\text{ a})$$

При аналитическом определении напора, как, например, при проектировании насоса, давления p_d и p_s определяются, исходя из каких-либо заданных величин. Они зависят от давлений p' и p'' (в $кг/см^2$) на поверхностях жидкости со стороны всасывания и нагнетания, от расположения этих последних поверхностей по высоте и, наконец, от сопротивлений H_{sw} и H_{dw} всасывающего и нагнетающего трубопроводов (в метрах столба жидкости). При находящихся в покое уровнях жидкости со стороны всасывания и нагнетания, принимая во внимание обозначения

[1] Так называемый манометрический напор зависит от градуировки манометра. Она относится часто к холодной воде, и поэтому следует отличать манометрический напор от упомянутого выше напора метрического: $H_{man} = H\frac{\gamma}{1\,000}$. При достаточно холодной воде $H_{man} = H$.

фиг. 40, получим согласно уравнению Бернулли

$$\frac{p_s}{\gamma}10\,000+e_s+H_{sr}+\frac{c_s^2}{2g}=\frac{p'}{\gamma}10\,000,$$

$$\frac{p_d}{\gamma}10\,000+\frac{c_d^2}{2g}=\frac{p''}{\gamma}10\,000+e_d+H_{dw},$$

откуда

$$\frac{p_d-p_s}{\gamma}10\,000+\frac{c_d^2-c_s^2}{2g}=\frac{p''-p'}{\gamma}10\,000+e_d+e_s+H_{sw}+H_{dw}.$$

Подставляя эти величины в уравнение (59), получим

$$H=\frac{p''-p'}{\gamma}10\,000+(e_d+e_s+y)+(H_{dw}+H_{sw}),$$

или

$$H=\frac{p''-p'}{\gamma}10\,000+e+H_w. \tag{60}$$

Таким образом напор H насоса равен сумме:

1) разности давлений в пространствах над уровнями жидкости со стороны всасывания и нагнетания;

2) геодезической разности высот этих уровней e и

3) сопротивлений в трубопроводах (за исключением насоса).

Если уровни жидкости со стороны всасывания и нагнетания находятся под атмосферным давлением, то первый член равенства равен разности давлений воздуха, т. е. практически равен нулю, таким образом

$$H=e+H_w. \tag{61}$$

Надо обратить внимание на то, что сопротивление $H_w=H_{sw}+H_{dw}$ учитывает все потери трубопровода как вследствие трения, так и вследствие изменений направления и сечения, которые должны быть определены отдельно и просуммированы. Сюда входят, например, потери при входе во всасывающую трубу и при выходе из нагнетательной (потеря на удар), так как уровни жидкости в соответствующих резервуарах приняты за неподвижные.

Влияние трех членов уравнения (60) совершенно различно в зависимости от назначения насоса. Для насосов водопроводных станций пропадает первая часть, и следовательно, применимо уравнение (61), причем геодезическая разность высот e значительно превосходит величину сопротивлений. Для насосов на каналах уравнение (61) применимо, однако здесь величина e обычно меньше H_w. При насосах для питания паровых котлов преимущественное значение имеет первый член уравнения (60), так как разность давлений над уровнем воды со стороны всасывания и нагнетания весьма значительна.

20. ХАРАКТЕРИСТИКА ТРУБОПРОВОДА

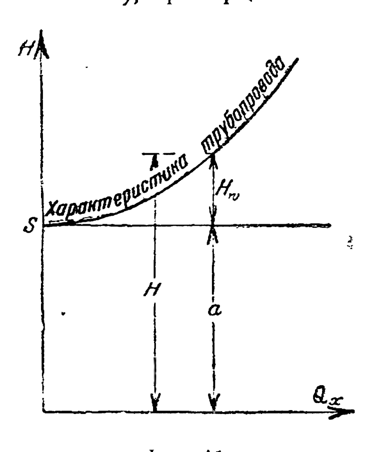
Если расход воды через насос (подача насоса) меняется, то меняется и последний член уравнений (60) и (61), так как он зависит от скорости протекания, пропорциональной подаче. Для того чтобы иметь ясное представление об условиях работы турбонасоса, весьма существенно знать, по какому закону меняется высота напора H при изменении

подачи Q_x $м^3/сек$. Кривая, дающая изменение высоты напора H в зависимости от подачи Q_x, называется характеристикой трубопровода и не зависит от того, какого рода примененный насос и в каком месте трубопровода он включен.

Изменение напора H обусловлено лишь сопротивлением сети (трубопровода) H_w. Сопротивление сети H_w слагается, с одной стороны, из потери на трение H_r, равной сумме потерь на трение в отдельных равного диаметра участках трубопровода, определяемых по формуле (6) § 10,

$$H_r = \sum \lambda \frac{l}{d} \frac{c^2}{2g}, \tag{62}$$

с другой стороны, из местных потерь (изменения сечения и направления течения), пропорциональных квадрату скорости, т. е. и квадрату подачи.



Фиг. 41.

Потеря напора на трение H_r, в особенности при шероховатых трубопроводах, также приблизительно пропорциональна квадрату подачи. Точное определение коэфициента λ может быть произведено при помощи формулы Мизеса [уравнение (20) § 10]. Для приближенных подсчетов, особенно в тех случаях, когда в линии трубопровода имеются частые изменения направления и изменения сечения (колена, разветвления, задвижки, вентили), вполне допустимо при расчете полагать зависимость следующей квадратичному закону и писать

$$H_w = \text{const} \cdot Q_x^2. \tag{63}$$

Характеристика трубопровода (фиг. 41) может быть изображена в этом случае параболой, вершина которой лежит на оси ординат на расстоянии

$$\frac{p'' - p'}{\gamma} 10\,000 + e \equiv a \tag{63a}$$

от начала координат, так что

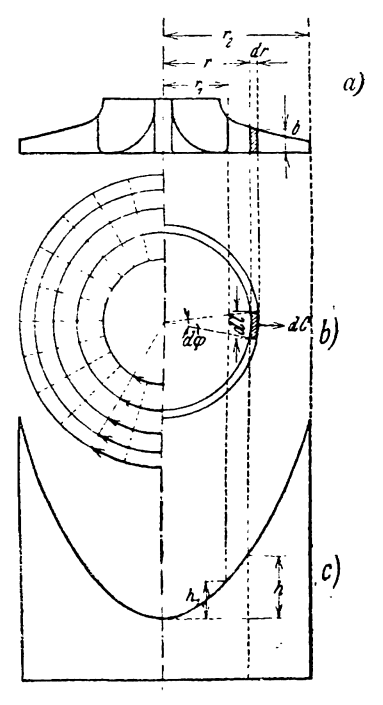
$$H = a + H_w. \tag{63b}$$

21. ВИХРИ И ЦИРКУЛЯЦИЯ

Жидкости, даже с незначительной вязкостью, как, например, вода, обладают согласно указанному на стр. 41 и на фиг. 27 и 27а свойством образовывать у стенок вихри, которые затем попадают в основной незавихренный поток. В последующем изложении мы рассмотрим существо такого вихря и его влияние на окружающую вихрь жидкость.

Если мы приведем наполненный водой цилиндрический сосуд (фиг. 42с) во вращение вокруг его оси, то вблизи стенок сосуда жидкость будет увлекаться им во вращение, которое будет постепенно распространяться за счет тангенциальных сил, так что с течением времени вода начнет вращаться, как твердое тело, вместе с сосудом. Благодаря этому помещен-

ный на поверхности воды поплавок наряду с поступательным движением по окружности будет иметь также и вращательное движение с угловой скоростью, равной угловой скорости движения сосуда. Такое течение представляет собой вихрь. На то, что здесь должны применяться другие законы, чем те, которые приводились нами в главе B в применении к потенциальному потоку, указывает нам сравнение с разобранным в § 5 b потенциальным вихрем. В то время как там скорости изменялись обратно пропорционально радиусу, в нашем случае они изменяются прямо пропорционально ему. Скоростные поля (фиг. 9 и 42 b) имеют поэтому совершенно различный вид. В последнем (нашем) случае нормали не являются больше линиями равного потенциала (ср. § 5 d), так как самого потенциала больше не существует. Точно так же уравнение Бернулли потеряло свое значение для этого вихревого движения. Для уяснения этого различия между обоими вихрями мы рассмотрим распределение давления тем же методом, что и при потенциальном вихре. Выделим в сосуде, имеющем очертание лопастного (рабочего) колеса (фиг. 42a), элементарный объем высотой b, заключенный между двумя цилиндрическими поверхностями радиуса r и $r+dr$ и между двумя меридиональными плоскостями, образующими между собой угол $d\varphi$. В данном случае также будет иметь место приращение давления по направлению к периферии за счет центробежной силы, как то было указано уравнением (3a) § 5b:



Фиг. 42a, b, c. Вращение сосуда, заполненного жидкостью.

$$dp=\frac{\gamma}{g}\frac{c^2}{r}dr\,.$$

Но так как в данном случае скорость воды c равна окружной скорости $u=r\omega$, то

$$dp=\frac{\gamma}{g}r\omega^2dr.$$

Интегрирование в пределах между радиусами r и r_1 дает

$$p-p_1=\frac{\gamma}{g}\,\omega^2\frac{r^2-r_1^2}{2}, \tag{64}$$

а в метрах водяного столба будет

$$h-h_1=\frac{p-p_1}{\gamma}=\frac{\omega^2}{2g}(r^2-r_1^2), \tag{65}$$

и так как окружная скорость при входе $u_1=r_1\omega$, а на радиусе r $u=r\omega$, то

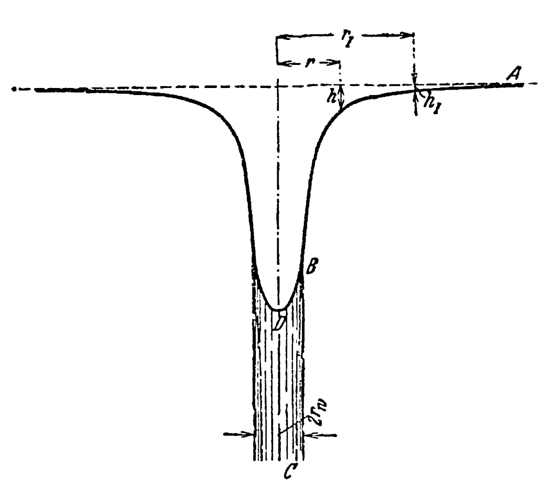
$$h-h_1=\frac{u^2-u_1^2}{2g}\,. \tag{66}$$

Уравнение (65) показывает, что давление возрастает по закону параболы. Эту параболу можно получить, если взять воду с свободной поверхностью. Тогда эта поверхность образует (фиг. 42 с) параболоид вращения, ординаты которого соответствуют высотам h; образующая парабола дана уравнением (66). На фигуре высоты h и h_1 даны от вершины параболы.

Если рассмотреть свободную поверхность потенциального вихря, то ее меридиональная линия определится уравнением распределения давления, т. е. уравнением (6) § 5b:

$$h - h_1 = \frac{K^2}{2g}\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_1^2}\right) \tag{67}$$

и имеет вид, указанный на фиг. 43 линией ABC. Из сравнения фиг. 43 и 42 отчетливо видна противоположность в характере этих кривых и сильное понижение давления у оси (фиг. 43), способствующее образованию кавитации. Область быстрого падения давления может быть уничтожена, если поток ограничить изнутри цилиндрическим телом, помещенным на оси и не дающим трения по поверхности. Это тело может быть заменено цилиндрическим объемом вращающейся воды, т. е. разобранным выше вихрем, который в этом случае будет играть роль вихревой нити (вихревого шнура), причем скорость на поверхности этой последней должна быть равна скорости на соприкасающейся с ней поверхности потенциального вихря. В этом случае линия давления вблизи оси примет форму параболы (участок BD фиг. 43). Так как твердое тело с неимеющей трения поверхностью и вихревая нить с точки зрения их влияния на потенциальный поток являются равноценными, то твердое тело можно рассматривать как затвердевший вихрь. Этот образ затвердевшего вихря, заменяющего действительный, значительно облегчает понимание многих процессов течений. Подобная замена допустима, так как вихревая нить на основании законов Гельмгольца состоит всегда из одних и тех же частиц жидкости и является в ней как бы посторонним телом. Образ затвердевшего вихря еще полезен и потому, что подобный вихрь (в противоположность жидкому) может воспринимать „подъемную" силу, так как его место в жидкости является определенным. Такой вихрь ведет себя в потоке подобно несущему крылу или лопатке. Интенсивность (напряжение) вихря определяется так называемой циркуляцией. Эту последнюю определяют как



Фиг. 43. Свободная поверхность потенциального вихря.

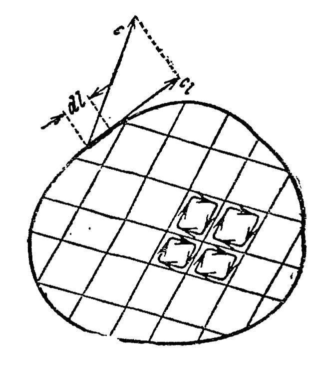
линейный интеграл скорости вдоль любой замкнутой линии (фиг. 44), получаемой суммированием произведений элементов линий dl на проекции c_l скорости. Математически это выражается уравнением

$$\Gamma = \oint c_l \, dl. \tag{68}$$

Циркуляция вдоль по контуру вихревой нити будет равна

$$\Gamma = \omega r_w \cdot 2\pi r_w = 2\pi r_w^2 \cdot \omega. \tag{69}$$

Таким образом напряжение вихря равно удвоенному произведению площади вихря ($f = \pi r_w^2$) на его угловую скорость ω *. Так как на поверхности вихревой нити скорость ωr_w равна скорости соприкасающейся с вихрем жидкости, то по теореме площадей произведение $\omega r_w \cdot r_w$ остается неизменным, и следовательно, согласно уравнению (69) напряжение вихря не зависит от выбранной величины его диаметра.



Фиг. 44.

Циркуляция по контуру невращающейся бесконечно малой частицы, понятно, равна нулю. Разобьем произвольно ограниченную поверхность на бесконечное множество элементарных поверхностей (фиг. 44). Если составить сумму циркуляций по этим элементам, то каждый линейный интеграл по линии, разграничивающей смежные элементы, входит в сумму дважды, но с противоположными знаками, так что в результате суммирования остается только линейный интеграл по внешнему ограничивающему контуру.

Из этого следует, что циркуляция равна сумме циркуляций вихрей, заключенных внутри рассматриваемого контура. Она не зависит от формы этого контура, если в нем заключаются одни и те же вихри. Для всех контуров, внутри которых нет вихрей, циркуляция равна нулю.

Таким образом циркуляция характеризует известным образом область, находящуюся внутри контура. Какие упрощения из этого представления могут быть получены, можно заключить из того, что второй из приведенных выше законов заключает в себе закон площадей как частный случай. Циркуляция по круговому контуру (фиг. 9) равняется моменту количества движения, умноженному на 2π, и может быть постоянной только при том условии, что постоянен момент количества движения.

Распределение вихревых нитей (шнуров) определяет собой распределение циркуляции и влияет таким образом на вызванное ею циркуляционное движение. Последнее получается наложением потенциальных вихрей, соответствующих отдельным вихревым нитям, причем скорости должны складываться геометрически (см. стр. 29).

* Удвоенная величина угловой скорости, т. е. 2ω, в гидродинамике обозначается как ротация („Rotation").

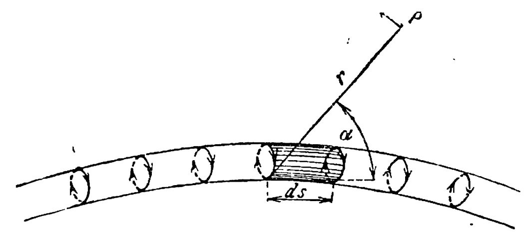
Само движение за исключением входящих в него вихрей происходит без вращения частиц. Скорости, вызванные наличием вихрей, сходят на нет в бесконечности. Наблюдаемые соотношения в общем аналогичны таковым же в магнитном поле, определяемом числом и положением проводников тока.

В пространственном потоке вихревые нити могут быть произвольно изогнуты; напряжение их должно быть постоянно по всей длине, так как иначе в окружающей жидкости возникло бы вращение. Точно так же эти нити не могут кончиться внутри жидкости [1]. Они должны либо упираться в границы жидкости, либо замыкаться сами на себя (вихревые кольца). Разветвление вихревой нити, разумеется, возможно, так как общая величина циркуляции этим не изменяется.

Между вихревой нитью в невращающемся потоке и электрическим проводником существует полная аналогия. Электродинамический закон Био-Савара является приложимым и к вихревым шнурам (нитям). Сила тока в проводнике соответствует напряжению вихря или циркуляции $\Gamma = 2\omega f$, напряжение магнитного поля — скорости течения. Каждый элемент вихревой нити длиной ds сообщает скорости протекания любой частицы жидкости (P на фиг. 45), находящейся от него на расстоянии r, приращение скорости, направленное перпендикулярно к ds и r и имеющее величину

$$dc = \Gamma \frac{ds}{4\pi r^2} \sin \alpha, \qquad (70)$$

где α есть угол между ds и r (фиг. 45). При интегрировании необходимо обратить внимание на то, что вихревая нить должна считаться бесконечно длинной, даже если жидкость ограничена стенками сосуда. Течение вокруг вихревой нити называют по аналогии с магнитным полем **полем вихря**.



Фиг. 45. Аналогия между вихревой нитью и проводником электричества.

Все перечисленные соотношения сохраняют свою силу, если сечение вихревой нити и не является круговым, а угловая скорость ω в различных ее точках имеет разную величину. Тогда такой вихрь приходится представлять как совокупность нескольких вихревых нитей различного напряжения, причем соответствующая им всем циркуляция будет равняться

$$\Gamma = 2 \int \omega df. \qquad (71)$$

Циркуляция равна удвоенному напряжению вихря (интегральный закон Стокса).

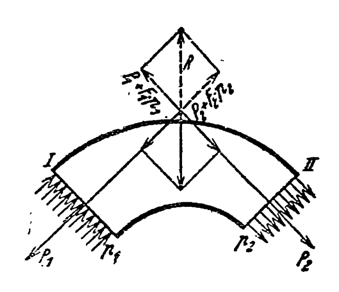
Подобной системой вихревых нитей определенной формы с неравномерно распределенным напряжением можно представить лопатку колеса центробежной машины или крыло самолета. В виде такой же системы вихрей часто представляют поверхности раздела двух потенциальных потоков с различным запасом энергии, причем на этой поверхности

[1] Теорема Гельмгольца о вихрях.

скорости меняются скачком. Эти поверхности надо представлять себе как состоящие из бесконечного числа равномерно распределенных вихревых нитей бесконечно малого напряжения.

22. ТЕОРЕМА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

Под количеством движения (или импульсом) понимается произведение из массы на скорость. Общее уравнение количества движения указывает, что секундное приращение количества движения равняется действующей на данную массу силе. Если применять этот закон к установившемуся движению в канале произвольной формы (фиг. 46), то количество движения достаточно определять лишь в некоторых произвольно выбранных сечениях. Поэтому отрезок канала ограничивают так называемыми „контрольными" поверхностями *I* и *II* и рассматривают движение втекающей и вытекающей из данного участка жидкости. Если обозначить через F площадь сечения, а через c — среднюю скорость в данном сечении, то в 1 сек. через контрольную поверхность *I* (фиг. 46) пройдет масса



Фиг. 46. Сила, действующая на неподвижный канал при установившемся течении.

$$\frac{\gamma}{g} Q = \frac{\gamma}{g} F_1 c_1.$$

Соответствующее секундное изменение количества движения будет

$$\frac{\gamma}{g} Q c_1 = \frac{\gamma}{g} F_1 c_1^2,$$

которое действует на массу как сила P_1, приложенная в направлении, обратном течению, так как здесь мы имеем уничтожение (исчезание) количества движения, т. е. его уменьшение [1]. В контрольном сечении *II* секундная масса

$$\frac{\gamma}{g} Q = \frac{\gamma}{g} F_2 c_2.$$

Соответствующее изменение количества движения $\frac{\gamma}{g} Q c_2 = \frac{\gamma}{g} F_2 c_2^2$ равняется силе P_2, приложенной в направлении потока. Кроме того, на рассматриваемые сечения действуют перпендикулярно к ним давления p_1 и p_2, дающие силы $F_1 p_1$ и $F_2 p_2$.

Складывая силы $P_1 + F_1 p_1$ и $P_2 + F_2 p_2$, получаем равнодействующую силу R, приложенную к рассматриваемому каналу. Если желательно определить не внешнюю силу, действующую на массу, а силу реакции самой

---

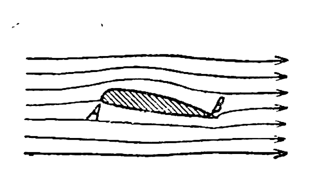
[1] Процесс становится более понятным, если представить себе в сечении *I* уменьшение скорости до нуля, а в сечении *II* — увеличение ее от нуля до действительной величины.

жидкости, то достаточно изменить знаки всех сил, как указано пунктиром на фиг. 46.

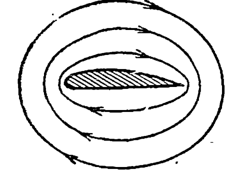
Так как вывод не зависит от процессов, происходящих внутри канала, в особенности от действующих внутри установившихся сил, то и силы вязкости не играют в вышеприведенном рассуждении никакой роли. Таким образом *теорема (закон) количества движения применима без ограничений и для вязких жидкостей*. Но, конечно, силы вязкости, проявляющиеся на контрольных поверхностях, всегда должны учитываться.

23. ДАВЛЕНИЕ НА ЛОПАТКИ И ЦИРКУЛЯЦИЯ

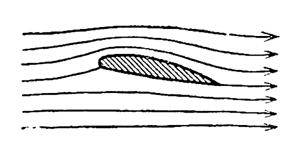
Плоский потенциальный поток вокруг одной лопатки в неограниченном пространстве (фиг. 48) в общем состоит из чистого обтекания



Фиг. 47. Бесциркуляционный поток (—обтекания).



Фиг. 47а. Циркуляционный поток.



Фиг. 48. Суммарный поток.

Фиг. 47 до 48. Обтекание крыла.

и чистого циркуляционного потока. Чистое обтекание (фиг. 47) можно себе представить мысленно, помещая лопатку в плоско-параллельный поток идеальной жидкости со скоростью w_∞, при этом на достаточно далеком расстоянии от лопатки в потоке снова установится такая же скорость w_∞. Чисто циркуляционный поток (фиг. 47а) согласно § 21 можно считать обусловленным суммой Γ циркуляции ряда мысленно *представляемых себе* вихрей, расположенных по контуру (или внутри него) лопатки [1] и уходящих в бесконечность. Ни один из таких потоков невязкой жидкости не может вызвать силы, действующей на лопатку. Если же эти оба движения сложить (геометрически), то можно увидеть, что на верхней стороне лопатки, где направления обоих течений совпадают, возникнут большие скорости, в то время как на другой стороне лопатки, там, где скорости потоков *противоположны* и, следовательно, вычитаются, получаются меньшие скорости. Так как самый поток является невихревым и, следовательно, соотношения в нем в данном случае удовлетворяют уравнению Бернулли, то с верхней стороны лопатки получается давление более низкое, чем с нижней. Математи-

[1] Путем подбора можно установить такое расположение вихревых шнуров, при котором их суммарное воздействие даст нужный циркуляционный поток вокруг данного крыла.

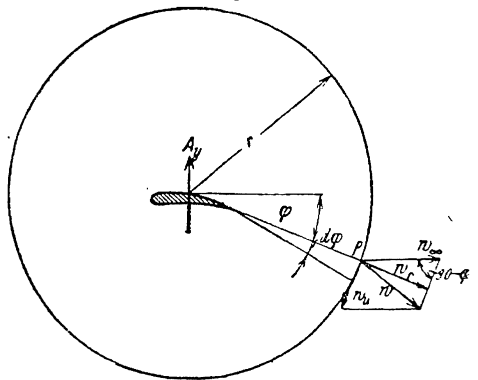
ческие исследования этого явления приводят к уравнению Кутта-Жуковского [1], определяющего силу, действующую на лопатку:

$$A = \frac{\gamma}{g} \cdot w_{\infty} b \Gamma, \qquad (72)$$

причем эта последняя направлена перпендикулярно направлению потока. В уравнении (72) w_{∞} является скоростью протекания потока, или, если говорить о сложном потоке, то скоростью в бесконечности; b — размах крыла в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа; Γ — циркуляция вокруг него.

Возникает вопрос, как проявится циркуляция и подъемная сила, когда лопатка помещена в потоке реальной (вязкой) жидкости. Если построить картину токов для крыла, обтекаемого плоско-параллельным потоком, например, при помощи методов, изложенных в § 5, то мы получим картину токов чистого обтекания по фиг. 47. Для этого

[1] Описываем вокруг крыла цилиндрическую поверхность (контрольную) радиуса r, настолько большого по сравнению с размерами крыла, что на ней циркуляционный поток может рассматриваться как круговой с постоянной величиной $w_u r$, а поток бесциркуляционный — плоско-параллельным с постоянной скоростью w_{∞}. Результирующая скорость w в любой точке P поверхности является геометрической суммой w_u и w_{∞} (фиг. 49). Разлагаем силу, действующую на нашу поверхность, на составляющую, параллельную w_{∞} и ей перпендикулярную. По закону количества движения (§ 22) на контрольную поверхность действуют следующие силы:



Фиг. 49. Применение закона количества движения к крылу.

1. Секундное количество движения. Для элемента этой поверхности, соответствующего бесконечно малому центральному углу $d\varphi$ и имеющего ширину b в направлении оси крыла, количество протекающей жидкости $dQ = brd\varphi w_r = brd\varphi\, w_{\infty} \cdot \cos\varphi$ и количество движения $\left(\frac{\gamma}{g}\right) dQw$, составляющая которого в горизонтальном направлении является $\left(\frac{\gamma}{g}\right) dQ \cdot (w_{\infty} - w_u \sin\varphi)$, а в вертикальном направлении: $\left(\frac{\gamma}{g}\right) dQ\, w_u \cos\varphi$. Таким образом на всю поверхность действует суммарная горизонтальная сила

$$J_h = \int_0^{2\pi} \frac{\gamma}{g}\, dQ\, (w_{\infty} - w_u \sin\varphi) = \frac{\gamma}{g} b\, r\, w_{\infty} \int_0^{2\pi} (w_{\infty} - w_u \sin\varphi) \cos\varphi\, d\varphi$$

и суммарная вертикальная сила

$$J_v = \int_0^{2\pi} \frac{\gamma}{g}\, dQ\, w_u \cos\varphi = \frac{\gamma}{g} b\, r\, w_{\infty} w_u \int_0^{2\pi} \cos^2\varphi\, d\varphi;$$

интегрируя, имеем $J_h = 0$, $J_v = \frac{\gamma}{g} b\, r\, \pi\, w_u w_{\infty}$.

случая характерны критические точки A и B у передней и задней кромок крыла, в которых линия тока, подходящая перпендикулярно к профилю крыла, разветвляется, обтекает контур, соединяется и снова отходит от крыла в нормальном к нему направлении. Наиболее существенным является то, что благодаря несимметричности профиля относительно потока точка B находится не на острие крыла, а впереди его. Подобное обтекание крыла реальной жидкостью, обладающей некоторой конечной, но настолько малой вязкостью, что она проявляется, главным образом, лишь в прилипании к стенкам, невозможно.

Не учитывая того, что согласно предыдущим рассуждениям на обеих поверхностях крыла должны образоваться вихри, там, где у стенок имеются утолщения трубок тока (см. § 13—15), острая задняя кромка крыла должна обтекаться с бесконечно большой скоростью в направлении от нижней поверхности крыла к точке B. В действительности это приводит к образованию вихря, изображенного на фиг. 49а. Так как вначале циркуляция по достаточно большому контуру, охватывающему крыло и сбегающий вихрь, была равна нулю, то и в дальнейшем она должна оставаться равной нулю, что возможно лишь в случае, если вокруг самого крыла возникнет циркуляция такая же, как и вокруг вихря, но противоположного знака. Это циркуляционное обтекание

---

2. Сила, зависящая от давления p в жидкости, действующая нормально к элементу поверхности и равная $p\,b\,r\,d\varphi$. Значение p определяется как давление избыточное по сравнению с давлением в невозмущенном потоке, т. е. отнесенным к величине скорости w_∞, так что в точке P нашей поверхности $p = \left(\frac{\gamma}{2g}\right)(w_\infty^2 - w^2)$, где $w^2 = w_\infty^2 + w_u^2 - 2\,w_\infty w_u \sin\varphi$, таким образом

$$p = \frac{\gamma}{2g}\,(2w_\infty w_u \sin\varphi - w_u^2).$$

Составляющая этой элементарной силы в горизонтальном направлении имеет величину

$$p\,b\,r\cos\varphi\,d\varphi = \frac{\gamma}{2g}(2w_\infty w_u \sin\varphi - w_u^2)\;b\,r\cos\varphi\,d\varphi;$$

интегрируя в пределах от $\varphi = 0$ до $\varphi = 2\pi$, получаем силу P_h снова равную нулю. Для вертикального направления имеем

$$p\,b\,r\sin\varphi\,d\varphi = \frac{\gamma}{2g}\;(2w_\infty w_u \sin\varphi - w_u^2)\,b\,r\sin\varphi\,d\varphi;$$

интегрируя, получим

$$P_v = \frac{\gamma}{2g}\,b\,r\int_0^{2\pi}(2w_\infty w_u\sin\varphi - w_u^2)\sin\varphi\,d\varphi = \frac{\gamma}{2g}\,b\,r\cdot 2w_\infty w_u\pi = \frac{\gamma}{g}\,b\,r\pi\,w_u w_\infty.$$

Отсюда равнодействующая на нашу поверхность сила, которая совпадает на основании теоремы количества движения с силой действия потока на крыло, имеет составляющую:

в направлении w_∞

$$J_h + P_h = 0,$$

в направлении, перпендикулярном w_∞

$$J_v + P_v = \frac{\gamma}{g}\,b\cdot 2r\,\pi\,w_u\cdot w_\infty.$$

Но произведение $2r\pi w_u$ равно циркуляции вокруг крыла Γ, и таким образом равенство (72) оказывается доказанным. Отсутствие силы в направлении w_∞ является следствием того, что мы рассматривали течение невязкой жидкости.

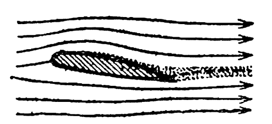
(фиг. 47а) вызывает передвижение критической точки B в направлении задней кромки; образованием ряда последовательных вихрей она передвигается до самой острой кромки до тех пор, пока не установится стекание струй по касательной, чем уничтожается причина одностороннего сбегания вихрей. На основании этого можно установить, что причиной возникновения давления на лопатку и соответствующих, нормальных к потоку, подъемных сил является вязкость и что за счет той же вязкости жидкость стремится стекать по касательной к профилю.

Если крыло не имеет острой задней кромки, то стекание вихрей будет иметь место как с верхней поверхности, так и с нижней. Благодаря несимметрии профиля одна из систем вихрей получит перевес, так что с одной стороны будет сообщаться большая циркуляция, чем с другой, и сумма этих циркуляций (алгебраическая) определит напряжение сбегающего вихря. Постоянное образование вихрей за тупым концом приводит, однако, при этом к увеличению сопротивления по сравнению со случаем острой кромки.

Некоторое количество вихрей будет срываться с крыла при установившемся движении, даже при наличии острой кромки, так как картина обтекания с касательным сходом струй (фиг. 48) пока-



Фиг. 49а. Возникновение циркуляции.



Фиг. 50. Обтекание при наличии мертвого пространства (уменьшенная циркуляция).

зывает, что на верхней стороне крыла мы имеем значительное расширение трубок тока, в то время как на нижней стороне они сужаются к концу крыла. Это имеет своим следствием то, что образующаяся застойная область с верхней стороны крыла больше, чем с нижней и стекание потока по касательной к профилю оказывается не вполне достигнутым. При этом устанавливается потенциальное течение, изображенное на фиг. 50, с линией тока, исходящей из критической точки и проходящей посередине застойной области, т. е. находящейся несколько перед задней кромкой крыла. Отсюда, понятно, происходит некоторое уменьшение циркуляции [1].

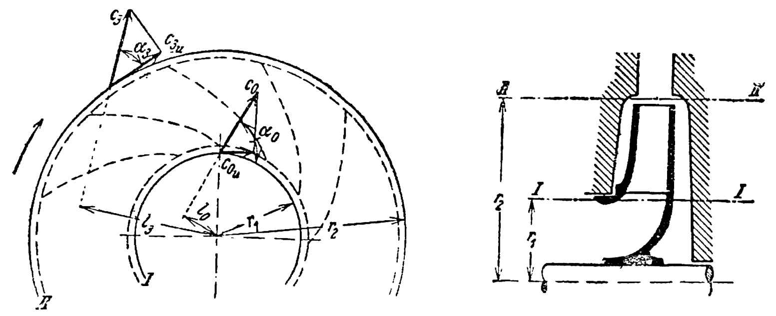
Таким образом подъемная сила получается всегда меньшей, чем сила, соответствующая тангенциальному стеканию жидкости. Образование вихрей и стекание в поток застойной области вызывают также помимо чистого поверхностного трения появление известного сопротивления формы (ср. § 15), которое имеет непосредственную связь с уменьшением подъемной силы и на преодоление которого требуется дополнительная затрата работы, соответствующая количеству сорвавшихся с крыла вихрей.

[1] См. также A. Betz в Handbuch der Physik, издание Geiger u. Scheel, т. 7, Berlin 1927, стр. 222.

Если увеличивать угол наклона крыла по отношению к набегающему на него потоку, т. е. угол атаки, то в конце концов поток начнет срываться с верхней поверхности крыла, близко к его передней кромке, и подъемная сила перестанет увеличиваться и может даже начать падать. Это явление можно отчасти компенсировать сдуванием или отсасыванием пограничного слоя (разрезное крыло).

24. КРУТЯЩИЙ МОМЕНТ, ПЕРЕДАВАЕМЫЙ КОЛЕСОМ

Если вода протекает сквозь лопастное колесо (находящееся в покое или вращающееся) с определенными скоростями входа и выхода, то из закона количества движения можно определить момент внешних сил, действующих на колесо. Для этого рассмотрим два соосных колесу сечения цилиндрическими поверхностями (контрольными в смысле § 22), причем первое будет находиться весьма близко к входу в колесо, а второе — так же близко к выходу из него. Из сил, действующих на эти пересекающие поток поверхности, силы давления как нормальные не вызывают никаких моментов и поэтому нами не рассматриваются. Момент сопротивления вызывается изменением момента количества движения жидкости, проходящей через рассматриваемое сечение, а также за счет влияния вязкости, т. е. за счет тангенциальных сил. Последние соответствуют уже рассмотренным нами при турбулентном течении по трубам (§ 11) вторичным турбулентным движениям и вызывают обмен импульсами между поверхностями (контрольными), который обнаруживается в виде касательных усилий, несмотря на то, что касательные напряжения в действительном смысле этого слова отсутствуют[1].



Фиг. 51. Применение закона количества движения к вращающемуся колесу.

На фиг. 51 обозначены:

c_0, c_3 — средние скорости воды в рассматриваемых сечениях входа и выхода;

α_0, α_3 — углы, образованные этими скоростями с касательной к окружностям;

r_1, r_2 — радиусы рассматриваемых цилиндров;

Q — расход жидкости в *м³/сек*.

При этом независимо от того, как происходит течение внутри колеса, действуют следующие силы:

---

[1] Подобные процессы разбирает Schlichting в Ing.-Arch., т. 1 (1930), тетр. 5, стр. 533 и след. См. далее Müller, Z. ges. Turbinenwes., 1919, стр. 173.

В сечении I:

сила, равная секундному количеству движения $\frac{\gamma Q}{g} c_0$ в направлении, обратном направлению c_0, при этом ее плечо $l_0 = r_1 \cos \alpha_0$ и момент количества движения

$$M_0 = -\frac{\gamma Q}{g} c_0 l_0 = -\frac{\gamma Q}{g} c_0 r_1 \cos \alpha_0,$$

кроме этого — соответствующий вторичным турбулентным движениям момент M_{τ_0}.

В сечении II:

сила, равная секундному количеству движения $\frac{\gamma Q}{g} c_3$ в направлении скорости c_3 с плечом $l_3 = r_2 \cos \alpha_3$ и моментом

$$M_3 = \frac{\gamma Q}{g} c_3 l_3 = \frac{\gamma Q}{g} c_3 r_2 \cos \alpha_3$$

и, кроме того, дополнительный момент M_{τ_3}. Результирующий момент, передаваемый лопатками, будет, таким образом, равен

$$M = M_3 - M_0 + M_{\tau_0} + M_{\tau_3},$$

или

$$M = \frac{\gamma Q}{g} (r_2 c_3 \cos \alpha_3 - r_1 c_0 \cos \alpha_0) + M_{\tau_0} + M_{\tau_3}. \tag{73}$$

Так как $c_3 \cos \alpha_3 = c_{3u}$ и $c_0 \cos \alpha_0 = c_{0u}$, т. е. равны окружным слагающим скоростей входа и выхода, то уравнение (73) может быть переписано так:

$$M = \frac{\gamma Q}{g} (r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}) + M_{\tau_0} + M_{\tau_3}. \tag{74}$$

Выражение в скобках представляет собой приращение момента количества движения, приходящегося на единицу массы.

Если пренебречь обоими членами, обусловленными влиянием вязкости, т. е. M_{τ_0} и M_{τ_3}, то передаваемый лопатками момент равен приращению момента количества движения жидкости, протекающей в 1 сек.

Из уравнения (74) получаем при свободном течении, т. е. при $M = 0$, $M_{\tau_0} = 0$ и $M_{\tau_3} = 0$, закон постоянства момента количества движения, так как оно дает $r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u} = 0$.

Весьма важную величину представляет собой количество работы, отдаваемое лопатками каждому килограмму протекающей жидкости, т. е. удельная работа колеса (в *кгм/кг*), равная $H_{th\,L}$; так как эта величина при отсутствии трения представляет собой высоту напора, она также называется **теоретическим напором**. Эта величина определяется из приведенных ниже выражений для секундной работы колеса в *кгм/кг* при ω, равной угловой скорости колеса:

$$M\omega = \gamma Q H_{th\,L},$$

или

$$H_{th\,L} = \frac{M\omega}{\gamma Q},$$

что согласно уравнению (74) дает

$$H_{th\,L} = \frac{\omega}{g}(r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}) + \frac{M_{\tau_0} + M_{\tau_3}}{\gamma Q}\,\omega. \tag{75}$$

Турбулентный обмен импульсами, учтенный в последнем члене (в дальнейшем в § 26 и 56 он обозначен Z_a), имеет, следовательно, тем большее влияние на удельную работу колеса, чем меньше величина расхода. Если пренебречь этим обменом, который частью выражается в повышении напора[1], главным же образом в потере энергии и, таким образом, имеет тот же характер, что и разобранная в § 18 потеря на трение колеса об окружающую жидкость, то мы получим чисто теоретическую величину удельной работы, выражающуюся в приращении момента количества движения:

$$H_{th} = \frac{\omega}{g}(r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}). \tag{76}$$

Это уравнение называется уравнением Эйлера. Если ввести окружную скорость на радиусе r_2 и r_1 в виде $u_2 = r_2\omega$ и $u_1 = r_1\omega$, то получим

$$H_{th} = \frac{1}{g}(u_2 c_{3u} - u_1 c_{0u}). \tag{77}$$

Если учитывать, что лопатки в колесе расположены на конечном расстоянии друг от друга, то абсолютное движение перед самым колесом и непосредственно за ним уже будет нельзя считать установившимся (§ 37 до 40). Однако вышеуказанное применение закона количества движения допустимо и в том случае, если за величины c_{0u} и c_{3u} взять средние значения этих скоростей.

Если рассматривать колесо с бесконечно большим числом лопаток, то, применяя закон количества движения для элемента между радиусами r и $r + dr$, получаем на основании тех же рассуждений, которые привели нас к уравнению (74) (так как здесь не приходится учитывать обмена импульсами), следующее приращение вращающего момента:

$$dM = \frac{\gamma}{g}\,Q\,d(rc_u). \tag{77a}$$

24а. ЦИРКУЛЯЦИЯ И УДЕЛЬНАЯ РАБОТА ЛОПАТОК

Циркуляция по контуру, охватывающему лопатки, носит название внешней циркуляции Γ_a; циркуляция по контуру, не охватывающему лопаток, называется внутренней циркуляцией Γ_i. Лопатки колеса мы представляем себе при этом опять в виде затвердевших

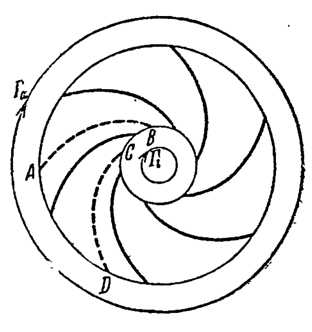
[1] См. § 117 с.

вихрей. Если мы будем эти величины определять вдоль по окружностям радиусов r_2 и r_1, то

$$\Gamma_a = c_{3u} \cdot 2r_2\pi = 2\pi(r_2c_{3u}); \qquad \Gamma_i = c_{0u} \cdot 2r_1\pi = 2\pi(r_1c_{0u}),$$

или

$$r_2c_{3u} = \frac{\Gamma_a}{2\pi}; \qquad r_1c_{0u} = \frac{\Gamma_i}{2\pi}.$$



Фиг. 52.

При этом уравнение (76) можно переписать так:

$$H_{th} = \frac{\omega}{2\pi g}(\Gamma_a - \Gamma_i). \qquad (78)$$

Наличие внутренней циркуляции Γ_i предполагает наличие вихревого источника (фиг. 15). Так как внешняя и внутренняя циркуляции различны, то, по § 21, между этими областями должны находиться вихри, которые создают циркуляцию и которые мы можем представить себе лишь в виде лопаток, так как набегающий поток (в абсолютном движении), образованный идеальной жидкостью, должен быть незавихренным.

На основании рассуждений, приведенных в § 21, циркуляция по какому-либо контуру равняется сумме циркуляций по замкнутым линиям, заключенным внутри рассматриваемого контура. Если мы обозначим циркуляцию вокруг отдельной лопатки, определенную для абсолютного движения, через Γ_s, то при z лопатках имеет место соотношение

$$\Gamma_a = \Gamma_i + z\Gamma_s, \qquad (79)$$

которое может быть выведено непосредственно, если на фиг. 52 выбрать контур *ABCD* для циркуляции вокруг лопатки таким образом, чтобы линии *AB* и *CD* при повороте их на шаг одной лопатки совпадали, так как при этом линейные интегралы по этим кривым будут одинаковы по величине и обратны по знаку.

Так как $\Gamma_a - \Gamma_i = z\Gamma_s$, то уравнение (78) даст нам новое выражение

$$H_{th} = \frac{\omega}{2\pi g} z\Gamma_s. \qquad (80)$$

Циркуляция Γ_s вокруг отдельной лопатки образуется при начале движения колеса так, как то было описано в § 23.

D. АНАЛИЗ РАБОТЫ КОЛЕСА ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА ПО ЭЛЕМЕНТАРНОЙ (ОДНОРАЗМЕРНОЙ) СТРУЙНОЙ ТЕОРИИ

25. АБСОЛЮТНОЕ И ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ, БЕЗУДАРНЫЙ ВХОД

Для наблюдателя, вращающегося вместе с рабочим колесом, наблюдаемые им скорости и траектории частиц воды, протекающей через рабочее колесо, будут отличаться от скоростей и траекторий, которые увидит наблюдатель, следящий за движением воды из неподвижного

окружающего пространства. Скорости частиц по отношению к неподвижному наблюдателю называются абсолютными скоростями; скорости по отношению к наблюдателю, вращающемуся вместе с колесом, называются относительными скоростями.

Введем следующие обозначения[1]:

u — окружная (переносная) скорость, т. е. скорость движения отдельной точки колеса;

c — абсолютная скорость воды;

w — относительная скорость воды;

α — угол между u и c;

β — угол между w и $-u$ ($-u$ окружная скорость, обратная действительной).

Введем также следующие условные индексы:

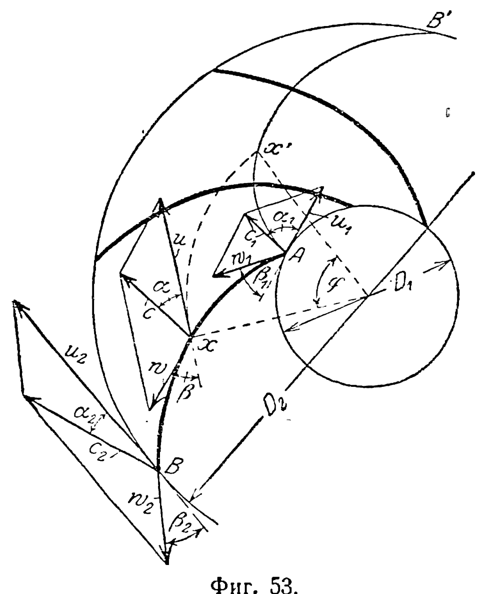
0 соответствует скоростям непосредственно перед входом на рабочее колесо;

1 — непосредственно после попадания на рабочую лопатку;

2 — непосредственно перед выходом из рабочего колеса;

3 — непосредственно после выхода из рабочего колеса.

Абсолютная скорость c может быть получена путем векториального сложения w и u, т. е. w, u и c образуют при сложении параллелограм (фиг. 53), диагональю которого является вектор абсолютной скорости c и сторонами которого являются вектор относительной скорости w и вектор переносной (окружной) скорости u. Иначе говоря, указанные три скорости образуют стороны треугольника. На фиг. 53 изображено сложение скоростей для входа и выхода.



Фиг. 53.

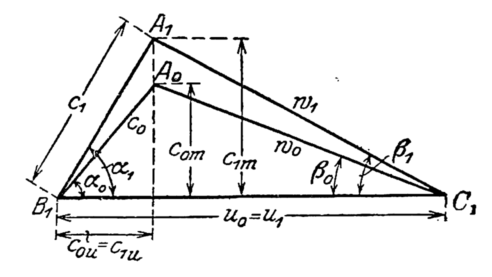
В настоящей главе D мы будем считать, что картина относительных скоростей совпадает с той, какую мы имели бы при бесконечно большом числе бесконечно тонких лопаток; иначе говоря, мы считаем все линии тока конгруентными и все явление одноразмерным.

При бесконечно большом количестве лопаток относительная траектория частицы воды совпадает с кривой очертания лопатки AB. Начальный элемент лопатки совпадает по направлению с относительной скоростью w_1 и расположен под углом β_1 к соответствующей окружности; аналогично конечный элемент лопатки расположен под углом β_2 к наружной окружности и совпадает по направлению с относительной

[1] Согласно нормам турбиностроения (Берлинская конференция 10 января 1906 г.).

скоростью у выхода w_2. Для уменьшения потерь при входе воды на лопатку необходимо, чтобы вход происходил без удара, иначе говоря, направление относительной скорости w_1, получаемое из абсолютной скорости входа c_1 и окружной скорости u_1, должно совпадать с направлением начального элемента лопатки. Это возможно только при бесконечно большом количестве лопаток и только для одной, определенной подачи, которую и называют нормальной подачей [1].

Абсолютная траектория отдельной частицы AB', т. е. та траектория, которую может видеть неподвижный наблюдатель, имеет при входе направление абсолютной скорости c_1, образующее с окружностью входа угол α_1; на окружности выхода направление абсолютной траектории совпадает с направлением абсолютной скорости c_2 и образует с окружностью выхода угол α_2. Таким образом, когда частица, движущаяся из точки A, достигнет относительно колеса точки x, то относительно неподвижного наблюдателя она переместится в точку x'. При этом xx' есть путь, пройденный точкой x самого колеса за время t, в течение которого рассматриваемая частица переместилась в своем относительном движении из точки A в точку x. Иначе говоря, центральный угол φ дуги xx' равняется ωt при условии постоянной угловой скорости колеса ω.



Фиг. 54. Диаграмма скоростей для входа.

Непосредственно перед рабочей лопаткой вода имеет скорость c_0, которая меньше скорости c_1 непосредственно после входа на рабочее колесо, ввиду конечной толщины лопаток. Во всяком случае составляющие (компоненты скорости), параллельные радиусу (фиг. 54),

$$c_{0m} = c_0 \sin \alpha_0 = w_0 \sin \beta_0 \quad \text{и} \quad c_{1m} = c_1 \sin \alpha_1 = w_1 \sin \beta_1$$

должны удовлетворять следующему равенству, вытекающему из уравнения непрерывности:

$$c_{1m} = c_{0m} \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}. \tag{1}$$

В этом выражении t_1 есть длина дуги по окружности входа между двумя соседними лопатками, т. е. шаг лопаток при входе, а σ_1 есть толщина лопатки, замеренная в направлении окружности входа (фиг. 55).

[1] Строго говоря, по современному представлению безударный вход имеет место до тех пор, пока угол отклонения лопатки от направления относительной скорости (угол атаки) таков, что не имеет места отрыв потока (см. конец § 23). Таким образом вход без потерь лежит в области расходов, соответствующих этим углам атаки, и величина этой области в значительной мере зависит от очертания входной кромки лопатки (фиг. 55). Однако изложенное выше представление о безударном входе временно должно быть сохранено.

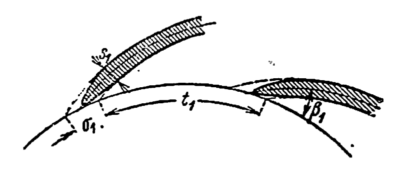
Если z есть число лопаток рабочего колеса и D_1 — диаметр окружности входа, то шаг t_1 будет

$$t_1 = \frac{\pi D_1}{z}. \tag{2}$$

Между толщиной лопатки s_1, измеренной по нормали к ее поверхности, и толщиной σ_1, определяющей уменьшение входного сечения, существует соотношение

$$\sigma_1 = \frac{s_1}{\sin \beta_1}. \tag{3}$$

Переход скорости c_0 в скорость c_1 происходит на окружности входа, т. е. обе скорости c_0 и c_1 должны одновременно существовать в одних и тех же точках. Для обеспечения по возможности бе ударного изменения скорости (без срывов струй) лопатку рационально у входа утоньшить и закруглить (фиг. 55).



Фиг. 55. Входные участки лопаток.

Как показывают опытные исследования несущих крыльев, заострение входной кромки не только не улучшает, но даже несколько ухудшает к. п. д. лопатки.

Закругление кромки делает лопатку менее чувствительной по отношению к незначительным отклонениям направления относительной скорости от направления начального элемента лопатки [1] и, кроме того, делает ее менее подверженной износу. Примечательно также, что выполнение входной кромки лопатки оказывает влияние на величину максимально возможной высоты всасывания (см. п. β § 7с). На фиг. 54 изображен треугольник скоростей для входа, построенный в том предположении, что при входе в сужение окружная составляющая скорости $c_{0u} = c_{1u}$, т. е. что момент количества движения rc_u остается постоянным. Выведенное в § 24 выражение для передаваемого вращающего момента [уравнение (74)] показывает нам, что при таком допущении на концах лопаток нет окружных усилий, а это должно способствовать более плавному входу [2].

При выходе из колеса конечная толщина лопаток, наоборот, вызывает замедление меридиональной скорости с

$$c_{2m} = w_2 \sin \beta_2 = c_2 \sin \alpha_2 \text{ до } c_{3m} = w_3 \sin \beta_3 = c_3 \sin \alpha_3$$

(фиг. 56), так что

$$c_{3m} = c_{2m} \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} \tag{4}$$

при условии, что концы лопаток имеют очертания, нанесенные пунктиром на фиг. 57.

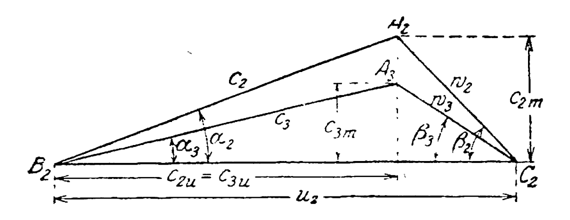
Как мы уже указывали выше, при замедленном движении желательно постепенное увеличение сечения, в связи с чем выходные кромки

[1] См. предыдущую сноску.

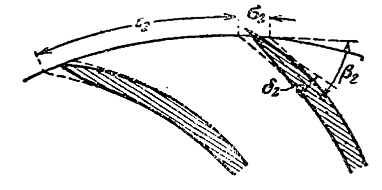
[2] Если изменение толщины определяется согласно § 33 а [уравнение (50)] (фиг. 68), то можно достичь постоянства момента количества движения вдоль заостренной части лопатки, т. е. сделать этот участок нерабочим.

лопаток следует делать острыми, как показано сплошными линиями на фиг. 57. Это соображение полностью подтверждается опытами над профилями несущих крыльев. Угол заострения δ_2 следует выбирать настолько малым, насколько это оказывается допустимым по условиям изготовления и изнашивания. Тупые или закругленные выходные концы лопаток приводят к ухудшению к. п. д. на 1—2%, причем на напоре это отражается очень мало, иногда даже несколько повышает его[1].

Если лопатка на выходе заострена указанным образом, то можно не входить в рассмотрение конечной толщины лопатки, т. е. принять $c_{3m} = c_{2m}$. За направление угла выхода в этом случае можно считать направление биссектрисы угла заострения δ_2. В том же случае, когда утоньшение концов лопаток незначительно, следует учитывать в расчете



Фиг. 56. Диаграмма скоростей для выхода.



Фиг. 57. Выходные кромки лопаток.

вышеупомянутое уменьшение выходного сечения колеса. Во всяком случае одного уравнения (4) недостаточно для того, чтобы определить, как изменятся треугольники скоростей при выходе из каналов, суженных лопатками. Если принять, что по выходе из канала между рабочими лопатками жидкости больше не сообщается никакой энергии, то можно снова воспользоваться условием постоянства момента количества движения rc_u, т. е. принять, что $c_{2u} = c_{3u}$. Тогда вместо треугольника скоростей $A_2 B_2 C_2$ (фиг. 56) получим треугольник $A_3 B_2 C_2$, в котором абсолютная и относительная скорости изменяют свое направление по сравнению с первоначальными. Несмотря на изменение направления w_3 по сравнению с w_2, удара не должно произойти, так как за выходной кромкой лопатки образуется устойчивая „мертвая“ (вихревая) зона, благодаря которой указанный переход происходит постепенно.

26. ПОТЕРИ И КОЭФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Так как в 1 сек. подается Q *кг* воды на высоту H *м*, то полезная мощность, передаваемая воде, равняется Q *кг/сек* $\cdot H$ *м*. Полный расход мощности на работу насоса больше полезной мощности, переданной воде, на величину потерь. Среди всех потерь главную роль играют так называемые гидравлические потери, сводящиеся к потере напора на трение и к потере от изменений сечения потока и изменений его направления. Если задается напор H, который должен быть создан насосом, то в него включаются также потери напора в примыкающей к насосу водопроводной сети. Что же касается гидравлических потерь, имеющих место между всасывательным и нагнета-

[1] См. Schulz, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307, стр. 20.

тельным патрубками насоса, которые мы обозначим через Z_h, то эти потери не входят в величину потребного напора. Таким образом работа в *кгм*, передаваемая каждому килограмму подаваемой воды, так называемая удельная работа лопаток, равняется [1] $H_{th} = H + Z_h$.

Так как H_{th} * есть в то же время напор, который мог бы создать насос, работая без внутренних гидравлических потерь, то эта величина также носит название теоретического напора.

К гидравлическим потерям следует еще присовокупить потери, которые не влияют или влияют косвенно на высоту напора, создаваемого колесом. В первую очередь таковыми будут потери через неплотности, вызываемые тем обстоятельством, что в уплотнениях между рабочим колесом и кожухом приходится из соображений эксплоатации оставлять небольшие зазоры, через которые вода из области высокого давления попадает обратно в область низких давлений всасывающей стороны насоса (фиг. 162). Частичная утечка воды может иметь место также и через сальниковые уплотнения, а в некоторых конструкциях и через зазоры диска, уравновешивающего силу осевого давления (см. от § 99 до 101). Расход воды через колесо будет, следовательно, больше подачи насосом на величину этой потери через зазор Q_{sp}. (Дополнительный, бесполезный расход мощности, называемый потерей через зазор, учитывается в уравнении (5) членом Q_{sp}. *Ред.*)

Кроме этого следует иметь в виду, что мощность тратится на трение рабочего колеса о воду, на что требуется расход мощности N_r, определяемый по уравнению (57а) в лошадиных силах, и наконец, механические потери, вызываемые трением в подшипниках, сальниках и промежуточных уплотнениях, на что также требуется расход мощности N_m. Кроме этих величин следует еще упомянуть влияние турбулентного обмена импульсами у обода (окружности выхода) колеса (§ 24), действующего в том же направлении, что и трение колес о воду, и являющегося источником дополнительных потерь, которые мы обозначим через Z_a *кгм* на каждый килограмм протекающей жидкости (см. конец § 24). Таким образом полная мощность, затрачиваемая при работе насоса, будет равна

$$N = \frac{\gamma}{75} (Q + Q_{sp}) (H_{th} + Z_a) + N_r + N_m. \qquad (5)$$

Соответственно всем этим потерям различают следующие к. п. д.

а) **Гидравлический к. п. д.**, равный отношению действительной высоты подачи H к теоретической высоте подачи H_{th}:

$$\eta_h = \frac{H}{H_{th}} = \frac{H}{H + Z_h}. \qquad (6)$$

Этот коэфициент учитывает гидравлические потери в колесе и кожухе Z_h.

---

[1] Величина H_{th} в турбинах соответствует работе, приходящейся на 1 *кг* жидкости. В паровых турбинах она обозначается через L_u (См. A. Stodola, Dampf- und Gasturbinen, 1 до 6 Aufl., Berlin).

* Эта чистая величина напора H_{th} не содержит в себе в противоположность указанной на стр. 78 H_{thL} потерь на обмен Z_a на внешнем ободе колеса.

b) Объемный к. п. д., равный отношению действительного расхода к протекшему через колесо количеству,

$$\eta_v = \frac{Q}{Q + Q_{sp}}, \tag{7}$$

учитывающий потери вследствие неплотностей.

c) Внутренний к. п. д., равный отношению полезной мощности N_n к общей мощности N_i, переданной жидкости, так называемой внутренней или индикаторной мощности, отличающейся от мощности на валу N на величину N_m механических потерь в подшипниках:

$$\eta_i = \frac{N_n}{N_i} = \frac{N_n}{N - N_m} = \frac{\gamma Q H}{\gamma (Q + Q_{sp})(H_{th} + Z_a) + 75 N_r}. \tag{8}$$

Этот коэфициент учитывает внутренние потери, т. е. все те потери, которые передаются жидкости в виде теплоты.

d) Механический к. п. д., равный отношению внутренней (индикаторной) мощности к мощности на валу:

$$\eta_m = \frac{N_i}{N} = \frac{N - N_m}{N}, \tag{9}$$

учитывающий трение в подшипниках.

e) Полный к. п. д., равный отношению полезно расходуемой мощности ко всей потребляемой мощности:

$$\eta = \frac{N_n}{N} = \frac{\gamma Q H}{\gamma (Q + Q_{sp})(H_{th} + Z_a) + 75 (N_r + N_m)} =$$

$$= \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_{sp}}{Q}\right)\frac{H_{th} + Z_a}{H} + \frac{N_r + N_m}{N_n}}. \tag{10}$$

Из уравнений (8) и (9) видно, что $\eta = \eta_i \eta_m$, очевидно, что полный к. п. д. η меньше всех частичных к. п. д., перечисленных в пп. a — d, так как он учитывает все имеющиеся потери.

Отношение между η_h и η. На практике часто приходится определять гидравлический к. п. д. η_h из полного к. п. д. η, установленного соответствующим испытанием, путем выделения потерь в зазоре, потерь на трение колеса о воду и потерь на трение в подшипниках. Поэтому требуется установить соотношение между η и η_h; при этом потери на обмен Z_a могут не учитываться, так как они для расходов, имеющих место при максимуме к. п. д., не имеют никакого значения. Если обозначить

$$\zeta_{sp} = \frac{Q_{sp}}{Q} = \frac{1}{\eta_v} - 1, \qquad \zeta_r = \frac{N_r}{N}, \qquad \zeta_m = \frac{N_m}{N}, \tag{11}$$

то

$$\frac{N_r + N_m}{N_n} = \frac{N_r + N_m}{\eta N} = \frac{1}{\eta}(\zeta_r + \zeta_m).$$

Если эти величины подставить в уравнение (10) при $Z_a = 0$ и решить его относительно $\eta_h = \frac{H}{H_{th}}$, то получим

$$\eta_h = \frac{1 + \zeta_{sp}}{1 - (\zeta_r + \zeta_m)} \eta. \tag{12}$$

или, так как $1 + \zeta_{sp} = \frac{1}{\eta_v}$,

$$\eta_h = \frac{\eta}{1 - (\zeta_r + \zeta_m)} \frac{1}{\eta_v}. \tag{12a}$$

При $\zeta_{sp} = 0{,}05$, $\zeta_r + \zeta_m = 0{,}1$ получим, например, $\eta_h = 1{,}167\eta$, т. е. при $\eta = 0{,}7$ получим $\eta_h = 0{,}82$. Отсюда видно, что η_h меньше, чем сумма полного к. п. д. η и соответствующих коэфициентов потерь.

Другое определение η_h. Гидравлические потери Z_h имеют место, главным образом, в колесе и направляющем аппарате, так как скорости в кожухе насоса сравнительно невелики. Поэтому потери могут быть выражены для подобных конструкций насосов, т. е. для подобных форм каналов, в долях скоростного напора при входе в соответствующий канал. При этом потери в колесе

$$Z_{\text{I}} = \zeta_1 \frac{w_0^2}{2g}. \tag{13}$$

Потери в направляющем аппарате

$$Z_{\text{II}} = \zeta_2 \frac{c_3^2}{2g}. \tag{14}$$

Если пренебречь потерями в каналах самого кожуха, то получим

$$H = H_{th} - \zeta_1 \frac{w_0^2}{2g} - \zeta_2 \frac{c_3^2}{2g}. \tag{15}$$

Таким образом

$$\eta_h = \frac{H}{H_{th}} = 1 - \frac{\zeta_1 w_0^2 + \zeta_2 c_3^2}{2gH_{th}}, \tag{16}$$

или, подставляя $H_{th} = \frac{1}{\eta_h} H$,

$$\eta_h = \frac{1}{1 + \frac{1}{2gH}(\zeta_1 w_0^2 + \zeta_2 c_3^2)}. \tag{17}$$

Для центробежных насосов при пользовании уравнениями (13) и (14), широко применяемыми в области паротурбостроения, не получается точности, достаточной для практических расчетов. Это объясняется тем, что как формы каналов колеса и направляющего аппарата сильно различаются между собой для насосов различных конструкций, так и потери при преобразовании скорости в давление зависят от формы каналов в большей мере, чем потери при обратном процессе. Так, например, при установлении коэфициентов ζ_1 и ζ_2 приходится учитывать отношение

сечений входа и выхода колеса и направляющего аппарата. Только для сравнительных подсчетов при подобных формах каналов уравнения (15) и (17) оказываются полезными. При этом величины ζ_1 и ζ_2 должны выбираться в соответствии с ожидаемым изменением η_h. Для радиальных насосов средней величины с лопатками, сильно загнутыми назад, следует принимать

$$\zeta_1 = 0,15 \text{ до } 0,3, \quad \zeta_2 = 0,3 \text{ до } 0,4.$$

27. РАБОТА, ПЕРЕДАВАЕМАЯ ЖИДКОСТИ ПРИ БЕСКОНЕЧНО БОЛЬШОМ ЧИСЛЕ ЛОПАТОК

При определении высоты напора H, развиваемого рабочим колесом, по заданным треугольникам скоростей для входа и выхода приходится определять в первую очередь высоту теоретического напора H_{th}, создаваемого лопатками, и из этой последней величины получить H путем умножения на гидравлический к. п. д. η_h:

$$H = \eta_h H_{th}. \tag{18}$$

Отметим, что теоретическая высота напора H_{th} колеса равняется работе, переданной колесом 1 *кг* воды.

В соответствии с одноразмерной элементарной струйной теорией мы примем, что направление относительных (входной и выходной) скоростей совпадает с направлениями начального и конечного элементов лопатки. Иначе говоря, мы будем считать, что величина и направление относительной скорости на любой соосной окружности (окружности, описанной из центра, лежащего на оси колеса, в плоскости перпендикулярной оси) постоянны. Ниже будет показано, что это условие соответствует бесконечно большому количеству лопаток (§ 37 и след.). Так как удельная работа лопаток, передаваемая в действительности 1 *кг* воды, значительно отличается от работы, которая была бы передана при бесконечно большом количестве лопаток, мы обозначим эту последнюю через $H_{th\infty}$.

Для определения этой величины мы могли бы применить уравнение (77) § 24, выведенное из теоремы моментов количества движения, но здесь мы все же воспользуемся несколько другим, в известном отношении даже менее точным [1], методом.

Работа $H_{th\infty}$ или численно равное ей приращение напора равняется, очевидно, разности полных напоров в выходном и во входном сечении колеса плюс потеря напора внутри рабочего колеса Z_1, которая является частью всех гидравлических потерь Z_h внутри насоса. Это приращение напора может состоять, с одной стороны, из повышения статического напора $H_{p\infty}$ (так называемого д а в л е н и я в з а з о р е), т. е. за колесом, с другой стороны, из приращения скоростного напора, вызванного изменением абсолютной скорости c_0 (при входе на рабочее колесо) до величины выходной скорости c_2. Таким образом

$$H_{th\infty} = H_{p\infty} + \frac{c_2^2 - c_0^2}{2g} + Z_1. \tag{18a}$$

---

[1] Влияние турбулентного обмена при входе и выходе из колеса сюда не входит [см. уравнение (75) § 24].

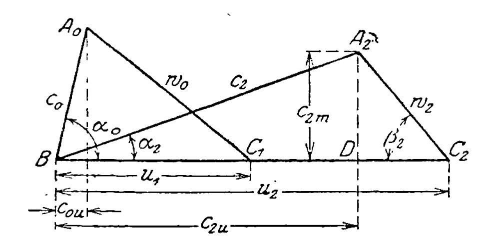
Приращение статического напора $H_{p\infty}$ создается, с одной стороны, центробежными силами, возникающими при вращении воды вместе с рабочим колесом; при этом в случае отсутствия расхода за счет центробежных сил вызывается приращение напора, равное

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}$$

[уравнение (66) § 21][1].

С другой стороны, приращение напора вызывается тем, что на чисто вращательное движение налагается относительное движение протекания, соответствующее источнику (с заданным расходом. — *Ред.*), при котором получается падение относительной скорости входа w_0 до относительной скорости выхода w_2, чему соответствует повышение статического давления на величину

$$\frac{w_0^2 - w_2^2}{2g}.$$



Фиг. 58. Диаграмма скоростей для входа и выхода.

Поскольку рассматриваемые движения налагаются одно на другое, соответствующие приращения давления суммируются. Если ввести в рассмотрение потери напора на трение, на изменение направления и на изменение сечения, равную Z_1, то полная величина давления получится равной

$$H_{p\infty} = \frac{u_2^2 - u_1^2 + w_0^2 - w_2^2}{2g} - Z_1. \tag{19}$$

Полный расход работы на 1 *кг* жидкости, равный приращению напора $H_{th\infty}$, получается согласно уравнению (18а) равным

$$H_{th\infty} = \frac{u_2^2 - u_1^2 + w_0^2 - w_2^2 + c_2^2 - c_0^2}{2g}. \tag{19a}$$

Отметим, что величина потерь Z_1 совершенно не влияет на величину передаваемой работы $H_{th\infty}$; существенными оказываются только действительные скорости.

Из треугольников скоростей A_0BC_1 и A_2BC_2 (фиг. 58) непосредственно видно, что

$$w_0^2 = u_1^2 + c_0^2 - 2u_1c_0 \cos \alpha_0,$$
$$w_2^2 = u_2^2 + c_2^2 - 2u_2c_2 \cos \alpha_2.$$

Подставив эти значения в равенство (19а), получим

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g}(u_2c_2 \cos \alpha_2 - u_1c_0 \cos \alpha_0), \tag{20}$$

[1] Абсолютный поток не имеет в себе вихря, принятого при выводе этого уравнения, что, однако, ввиду предположенной конгруентности линий тока не вносит ошибки.

или, замечая, что $c_2 \cos \alpha_2$ и $c_0 \cos \alpha_0$ равняются тангенциальным составляющим абсолютных скоростей c_{2u} и c_{0u}, получим окончательно

$$H_{th\,\infty} = \frac{1}{g}(u_2 c_{2u} - u_1 c_{0u}) = \frac{\omega}{g}(r_2 c_{2u} - r_1 c_{0u}) \tag{21}$$

при $\omega = \frac{\pi n}{30}$.

Уравнение (21) совпадает с уравнениями (76) и (77) § 24 с той лишь разницей, что выше рассматривалось конечное количество лопаток. Это уравнение есть основное уравнение для расчета каких угодно турбомашин.

Частный случай этого основного уравнения при $H_{th} = 0$ дает нам теорему площадей (§ 5, b).

В выражение для теоретической высоты подачи не входит удельный вес жидкости. Из этого непосредственно вытекает, что напор, развиваемый насосом, будучи выражен в метрах высоты столба подаваемой жидкости, не зависит от рода подаваемой жидкости и будет, например, один и тот же для воды, масла и воздуха[1]. Точно так же и объем подаваемой жидкости (величина подачи) не зависит от рода подаваемой жидкости. Расход мощности, равный

$$N_n = \frac{\gamma Q \cdot H}{75},$$

очевидно, пропорционален удельному весу.

Эти соотношения имеют место только в том случае, когда напор выражен в метрах столба подаваемой жидкости. Если выражать напор в *кг/см*^{2} (= 10 000 *кг/м*^{2}) при $\Delta p = \frac{\gamma H}{10\,000}$, или рассматривать манометрический напор, отнесенный к холодной чистой воде $H_{man} = \frac{\gamma H}{1\,000}$, то он оказывается пропорциональным удельному весу перемещаемой жидкости, в то время как полезная мощность

$$N_н = \gamma Q \frac{H}{75} = \frac{1\,000}{75} Q H_{man} = \frac{10\,000}{75} Q \Delta p$$

при заданном объемном расходе не зависит от рода жидкости, так как сам манометр непосредственно указывает эту зависимость. Если ввести вместо расхода Q в *м*^{3}*/сек* весовой секундный расход $G = \gamma Q$ в *кг/сек*, то полезная мощность будет выражаться

$$N_n = \frac{GH}{75} = \frac{1\,000}{75}\frac{G}{\gamma} H_{man} = \frac{10\,000}{75}\frac{G}{\gamma}\Delta p.$$

Таким образом полезная мощность будет обратно пропорциональна весу γ единицы объема, если вместо напора H подставить давление Δp и вместо объемного расхода подставить весовой расход G. Принимая во внимание все увеличивающееся значение перекачки горячей воды, необходимо отчетливое уяснение всех вышеприведенных соотношений.

---

[1] Для потерь и для действительного напора это не совсем точно, так как согласно закону Рейнольдса коэфициенты сопротивления трения только тогда подобны, когда равны произведения кинематической вязкости на скорость (§ 82). Это особенно важно в случае жидкостей с относительно большой вязкостью, как, например, масло.

28. НАСОСЫ БЕЗ НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА ПРИ ВХОДЕ

Если перед рабочим колесом не имеется никаких направляющих лопаток, то абсолютный угол входа можно принять равным $\alpha_0 = 90°$. Абсолютная скорость входа является при этом и радиальной скоростью (фиг. 58а). Так как при этом

$$c_0^2 = w_0^2 - u_1^2,$$

то равенства (19) и (19а) преобразуются к следующему виду:

$$H_{p\infty} = \frac{u_2^2 - w_2^2 + c_0^2}{2g} - Z_1, \qquad (21a)$$

$$H_{th\infty} = \frac{u_2^2 - w_2^2 + c_2^2}{2g}, \qquad (21b)$$

и так как $\cos\alpha_0 = 0$ и $c_{0u} = 0$, то равенства (20) и (21) примут следующий вид:

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g} c_2 \cos\alpha_2 = \frac{u_2}{g} c_{2u}. \qquad (22)$$

Так как обычно направляющих аппаратов при входе не делают, то уравнение (22) является общеупотребительной формой основного уравнения при расчете турбонасосов.

Фиг. 58а. Диаграмма скоростей при радиальном входе.

По вопросу о том, соответствует ли действительности предположение о равенстве абсолютного угла входа $\alpha_0 = 90°$ при свободном притекании жидкости к насосу, имеются следующие данные: Блесс [1] (Blaeß) делал видимым направление струй, подходящих к центробежному вентилятору, пуская в воздух дым; этими опытами гипотеза радиального подхода жидкости была подтверждена. Опыты Гаймана [2] (Haimann), изучавшего направление струй, подходящих к колесу насоса, при помощи флюгерков, показали отклонение от радиального направления на 0,5—8°, в среднем на 5°30′ в направлении вращения. При уменьшении подачи наблюдалось большее отклонение от радиального направления вследствие большего влияния трения о боковые стенки, и наконец, при полном закрытии напорного вентиля скорость перед рабочим колесом становится тангенциальной.

Многими конструкторами для повышения надежности расчета угол α_0 берется равным 85°. Для того чтобы оправдать эту меру, надо сказать следующее: при определении напора по уравнению (21) за состояние жидкости, характерное для входа, следует считать состояние воды до начала воздействия на нее колеса. Поэтому в этом

---

[1] Zur Theorie der Zentrifugalpumpen und Ventilatoren. Z. ges. Turbinenwes., 1907, стр. 470.

[2] Beitrag zur Kenntnis der Abhängigkeit des Wirkungsgrades von den Umdrehungszahlen einer Kreiselpumpe auf Grund von Versuchen, диссертация, 1916.

уравнении должен быть вычтен момент количества движения при входе, вызванный направляющим аппаратом при входе. Такому аппарату равнозначен [1] ряд следующих друг за другом и не находящихся в одной плоскости колен во всасывающем трубопроводе. Таким образом характерным признаком для случая, когда надо учитывать момент количества движения при входе, является то, что он получился за счет энергии, содержащейся в жидкости, т. е. за счет понижения давления.

Не подлежит учету момент количества движения при входе, вызванный трением о стенки колеса, так как он создается за счет сообщения энергии жидкости колесом и аналогичен закручиванию, вызываемому лопатками. Расчетный угол входа лопаток β_1 следовало бы во всех случаях для избежания удара при входе принимать несколько бо́льшим, если бы при расчете расход не принимался, как это делается обычно, с некоторым запасом как для покрытия потерь в зазоре и сжатия струи при входе на лопатки, так и для учета предварительного закручивания. Кроме того, здесь имеет место также остающееся неучтенным частичное отклонение при входе на лопатку струи в сторону, обратную вращению (об этом см. § 38 и 43). Поэтому при отсутствии направляющего аппарата при входе в дальнейшем всегда будем вести расчеты по уравнению (22).

29. РЕАКТИВНОЕ И АКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ

Турбонасосы делятся на две большие группы по тому же принципу, по которому делятся и турбины. Если рабочее колесо насоса создает повышение статического давления $H_{p\infty}$ в жидкости, т. е. если давление у входа на рабочее колесо ниже давления у выхода из него, то такие насосы называются *реактивными* насосами. В таких насосах статический напор выходящей воды составляет значительную часть всей сообщенной воде энергии. Поэтому дальнейшее повышение давления после рабочего колеса, в направляющем аппарате, а следовательно, и скорость c_2 выхода воды из рабочего колеса могут быть сравнительно невелики.

Если же давление при выходе из рабочего колеса равняется давлению у входа, то такой насос называется *активным* насосом. В этом случае вся энергия, подведенная к насосу, перешла в приращение динамического напора выходящей воды, и следовательно, в направляющем аппарате требуется значительное замедление жидкости. Так как такое преобразование скоростей в давление связано с значительными потерями (§ 13), то к. п. д. активных насосов ниже к. п. д. реактивных насосов, несмотря на отсутствие потерь через зазоры. Поэтому активные насосы следует ставить только там, где необходимо их активное действие, как, например, у редко встречающихся насосов, у которых рабочие колеса работают только частью всей окружности (так называемые парциальные колеса).

Такие парциальные насосы применяются там, где расход воды по сравнению с напором чрезвычайно мал. При этом приходится применять принцип активного действия, так как связь пространства непосредственно за колесом с входным отверстием через неработающие

---

[1] *Föttinger*, Hydraulische Probleme, VDI-Verlag, 1926, стр. 109.

каналы все равно не дала бы возможности сохранить по выходе из рабочего колеса избыточное давление, созданное работающими каналами.

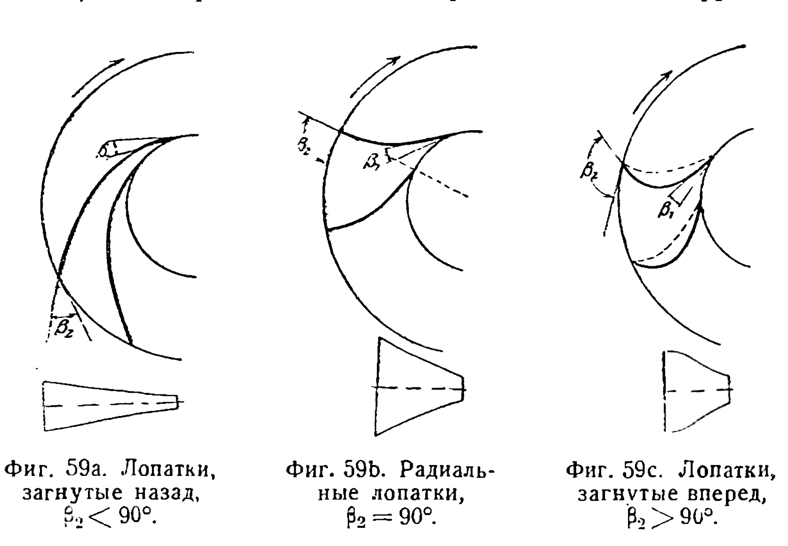
Вообще говоря, почти все турбонасосы работают по реактивному принципу. Так как по уравнению (22)

$$u_2 = \frac{gH_{th\infty}}{c_2 \cos \alpha_2},$$

то окружная скорость насосов должна быть сравнительно высокой, так как c_2 — величина обычно небольшая. Отметим, что реактивные насосы требуют большего числа оборотов или большего диаметра рабочего колеса по сравнению с активными насосами.

30. ВЫБОР УГЛА ВЫХОДА β_2

Угол входа β_1 почти однозначно определится заданными величинами u_1, α_1 и c_1, связанными между собой вышеуказанными условиями. Что же касается угла β_2, то здесь нам представлена значительно бо̀льшая свобода выбора, так как треугольник скоростей выхода определяется тремя величинами, из которых только одна определена основным уравнением.



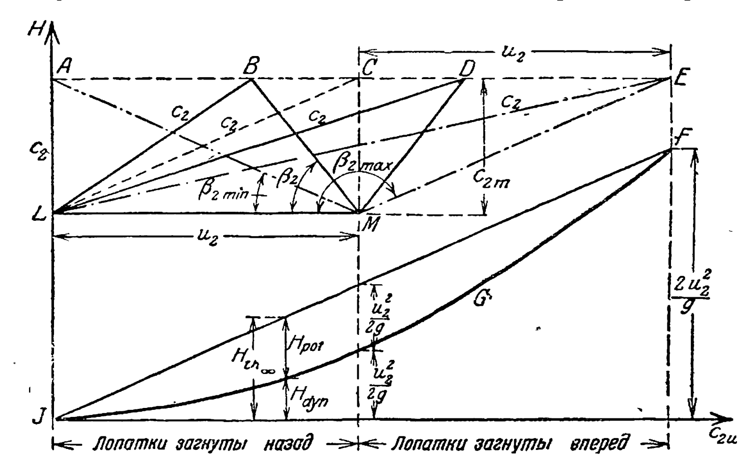
Фиг. 59a. Лопатки, загнутые назад, $\beta_2 < 90°$.

Фиг. 59b. Радиальные лопатки, $\beta_2 = 90°$.

Фиг. 59c. Лопатки, загнутые вперед, $\beta_2 > 90°$.

Итак, нам предстоит решить вопрос о том, должен ли угол β_2 быть меньше, равен или больше 90°? На фиг. 59 изображены лопатки, соответствующие трем перечисленным случаям. Как видно из фигур, при остром угле выхода, $\beta_2 < 90°$, лопатки загнуты назад, при прямом угле, $\beta_2 = 90°$, и тупом угле, $\beta_2 > 90°$, лопатки загнуты вперед. Во всех этих случаях каналы между рабочими лопатками получаются различной формы; внизу фиг. 59 соответственно изображены те же рабочие каналы, но выпрямленные. Из их изображений можно видеть, что в случае фиг. 59a канал между рабочими лопатками получится более длинным и с меньшим углом расширения, чем в случаях фиг. 59b и 59c. Если вспомнить ранее высказанные соображения о работе расширяющихся каналов, то возникает вопрос: сможет ли вообще вода следовать в своем

движении стенкам канала (фиг. 59b и 59c) и не возникнет ли опасность отрыва потока от стенок даже в том случае, если каналы будут сужаться в направлении, нормальном к чертежу. Правда, во вращающихся каналах мертвые зоны обычно бывают под влиянием центробежных сил неустойчивыми по отношению к окружающей массе жидкости, имеющей вследствие своей относительной скорости иную окружную составляющую (скольжение). Тем не менее, опыты показывают, что для вращающихся каналов большие углы расширения также нежелательны. Можно частично улучшить условия протекания путем применения лопаток переменной толщины (на фиг. 59 с указано пунктиром), но и в этом случае канал остается слишком коротким и слишком криволинейным. Отметим, что формы каналов фиг. 59b и 59c весьма хороши для процесса протекания в



Фиг. 60. Энергия давления H_{pot} при выходе из колеса и полная энергия $H_{th\infty}$ при различных углах β_2.

обратном направлении, как, например, в турбинах, так как в этом случае сильное сужение сечения не приносит никакого вреда, а малая длина каналов уменьшает трение. Что же касается насосов, то для них более применимыми следует считать лопатки, загнутые назад.

Величина угла β_2 весьма существенно влияет на развиваемый насосом напор. На фиг. 60 приведены треугольники скоростей при выходе из колеса для пяти различных углов β_2, соответствующие пяти точкам A, B, C, D, E, причем $\overline{AC} = \overline{CE}$. Для всех случаев окружная скорость $\overline{LM} = u_2$ одна и та же; также постоянной остается радиальная составляющая скорости, т. е. все треугольники построены для одной подачи, и $c_{2m} = c_2 \sin \alpha_2$.

При условии радиального входа воды на колесо мы получили, что теоретический напор $H_{th\infty}$ пропорционален тангенциальной составляющей скорости $c_{2u} = c_2 \cos \alpha_2$, т. е. развиваемый напор пропорционален длине отрезков 0, $\overline{AB}$, $\overline{AC}$, $\overline{AD}$ и $\overline{AE}$. В первом случае, при $\angle\beta_2 = \angle AML$ насос вообще не будет сообщать воде никакой энергии. Очевидно, что этот угол дает наименьшее значение для угла β_2, причем насосов с таким углом строить нельзя. При дальнейшем уменьшении угла β_2 величина $H_{th\infty}$ делается отрицательной, т. е. р а б о ч е е к о л е с о

начнет работать как турбина с внутренним подводом воды. С увеличением угла β_2 величина теоретически развиваемого напора $H_{th\infty}$ увеличится. Таким образом лопатки, загнутые вперед, разовьют больший теоретический напор, чем лопатки, загнутые назад, при одной и той же окружной скорости. Из той же фиг. 60 можно видеть, что с увеличением угла выхода β_2 увеличится также и абсолютная скорость выхода c_2, т. е. все большая и большая часть $H_{th\infty}$ создается в форме скоростного напора. Таким образом с увеличением угла выхода β_2 реактивность насоса падает.

Чем больше угол β_2, тем более насос приближается к активному типу и тем большее значение имеют для него потери, связанные с преобразованием высоких скоростей в давление. Эти потери, достигающие весьма высоких значений, приводят к тому, что действительный напор увеличивается в меньшей мере, чем работа, передаваемая лопатками, т. е. с увеличением угла выхода к. п. д. насоса падает[1].

Для упрощения последующих рассуждений примем, что радиальные составляющие скорости при входе и выходе равны между собой, т. е. что $c_{2m} = c_2 \sin\alpha_2 = c_0$. Тогда часть сообщенного напора, связанная с повышением скорости (приращение скоростного напора), будет равняться

$$H_{dyn} = \frac{c_2^2 - c_0^2}{2g} = \frac{c_2^2 - c_{2m}^2}{2g} = \frac{c_{2u}^2}{2g}. \tag{23}$$

Уравнение (23) дает величину H_{dyn}, а следовательно, и статическое повышение давления $H_{pot} = H_{th\infty} - H_{dyn}$ в зависимости от c_{2u}, так как u_2 есть величина постоянная. На фиг. 60 нанесена кривая зависимости $H_{th\infty}$ от c_{2u}, изображаемая прямой линией, согласно уравнению (22) и кривая зависимости H_{dyn} от c_{2u} (парабола JgF), соответствующая уравнению (23). Разность обеих ординат дает для каждого значения c_{2u} соответствующий статический напор $H_{th\infty} - H_{dyn} = H_{pot}$. Треугольники скоростей и кривые напоров связаны между собой таким образом, что абсциссы точек кривой, соответствующие точкам A, B, C треугольников, получаются простым опусканием перпендикуляра из точек A, B, C на ось c_{2u}. Из диаграммы можно ясно видеть, как возрастают величины $H_{th\infty}$ и H_{dyn} с увеличением угла β_2, т. е. с отгибанием лопаток вперед; из этой же диаграммы можно видеть и относительное увеличение статической части полного напора при отгибании лопаток назад. Особого внимания заслуживают предельные случаи, соответствующие трем точкам A, C и E; все значения основных величин для этих трех случаев приводим ниже:

$$c_{2u} = 0, \quad H_{th\infty} = 0, \quad H_{dyn} = 0, \quad H_{pot} = 0,$$

$$c_{2u} = u_2, \quad H_{th\infty} = \frac{u_2^2}{g}, \quad H_{dyn} = \frac{H_{th\infty}}{2}, \quad H_{pot} = \frac{u_2^2}{2g} = \frac{H_{th\infty}}{2},$$

$$c_{2u} = 2u_2, \quad H_{th\infty} = \frac{2u_2^2}{g}, \quad H_{dyn} = H_{th\infty}, \quad H_{pot} = 0.$$

---

[1] См. также работу Blaess'a, указанную в 1-й сноске к § 28.

Таким образом отношение $\rho = \frac{H_{pot}}{H_{th\,\infty}}$, называемое иногда степенью реакции (коэфициентом реактивности) насоса, уменьшается с увеличением отношения $\frac{c_{2u}}{u_2}$; при $\frac{c_{2u}}{u_2} = 0$ оно равняется 1; при $\frac{c_{2u}}{u_2} = 1$ — равняется $^1/_2$ и при $\frac{c_{2u}}{u_2} = 2$ — равняется нулю. Так как в последнем случае $H_{pot} = 0$, то при отсутствии потерь на трение в каналах Z_1 мы имели бы чисто активный насос. В действительности трение в каналах всегда имеет место, так что при $\frac{c_{2u}}{u_2} = 2$ мы получим отрицательное давление при выходе из рабочего колеса (в зазоре). Иначе говоря, чисто активный насос получится уже при $c_{2u} < 2u_2$. Вообще при $c_{2m} = c_0$ коэфициент реактивности будет

$$\rho = 1 - \frac{H_{dyn}}{H_{th\,\infty}} = 1 - \frac{c_{2u}}{2u_2},$$

или, так как $c_{2u} = u_2 - c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2$, то

$$\rho = \frac{1}{2} + \frac{c_{2m}}{2u_2} \operatorname{ctg} \beta_2. \qquad (24)$$

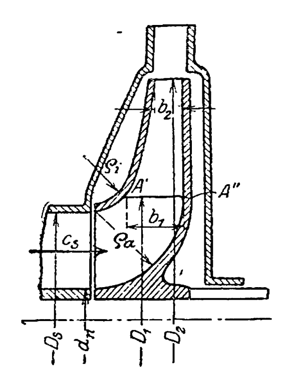
Практическим выводом из всего вышесказанного является то, что для заданного напора при рабочем колесе с лопатками, загнутыми назад, требуется большая окружная скорость, или при постоянном числе оборотов требуется колесо большего диаметра и кожух больших размеров, чем при рабочем колесе с лопатками, загнутыми вперед. В то же время насосы с рабочими колесами, в которых лопатки загнуты назад, работают с лучшим к. п. д. вследствие более благоприятной формы каналов между рабочими лопатками и особенно вследствие меньшего преобразования скорости в давление. Правда, при этом увеличение окружной скорости повышает затрату мощности на трение рабочего колеса о воду [уравнение (57а) § 18], а также повышает потерю через зазор в связи с повышением давления в зазоре (однако в большинстве случаев эти дополнительные потери в состоянии уменьшить выгоды этого типа насосов лишь в столь же малой степени, как и повышение давления в кожухе при нулевом расходе, вызывающее в нем повышение напряжений) (§ 68). К сказанному следует еще добавить, что насос с лопатками, загнутыми вперед, может иметь при известных обстоятельствах неустойчивый режим работы (§ 67 и 68).

Совокупность всех этих соображений привела к тому, что в настоящее время применяются почти исключительно лопатки, загнутые назад. Применяемые углы выхода колеблются в пределах $\beta_2 = 14^\circ \div 50^\circ$, но обычно углы большие 30° применяются редко. Только в вентиляторах применяются еще в некоторых случаях лопатки, загнутые вперед, что связано, с одной стороны, с тем, что повышение окружной скорости

может значительно повысить стоимость вентилятора, с другой стороны, тем, что малая разница диаметров приводит к условиям работы, близким к условиям работы осевой машины (§ 93).

31. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ РАЗМЕРОВ КОЛЕСА

В большинстве случаев заданными являются подача Q *м³/сек*, высота напора H в метрах и число n оборотов в минуту. Задавшись значением η_h, получаем при помощи уравнения (18) величину H_{th}. При помощи нижеописанных (§ 42) методов определяем величину $H_{th\infty}$. Ниже приводится весь дальнейший ход расчета рабочего колеса при том условии, что подход воды к рабочим лопаткам происходит радиально, т. е. что колесо имеет вид, изображенный на фиг. 61.



Фиг. 61. Радиальное колесо.

а) Вход. Приведем соображения, которые позволяют нам выбрать величину скорости c_s воды, подходящей к колесу, и тем самым позволяют определить диаметр входа D_s. При выборе этой скорости особенно существенной величиной является высота всасывания, так как большая скорость воды во всасывающей трубе не дает иногда возможности поднять воду на должную высоту (§ 79). С другой стороны, указанная скорость не должна быть слишком мала, так как это приведет к слишком большим размерам D_s и обусловит невыгодную форму колеса. Так, если соотношение размеров для колеса является заданным наперед, то слишком малые скорости всасывания приведут к чрезмерно большому наружному диаметру D_2 и к слишком большим размерам всего насоса. Обычно применяемые скорости всасывания имеют значения в пределах

$$c_s = 2 \div 4 \text{ м/сек},$$

причем бóльшим напорам соответствуют бóльшие значения скорости. В частных случаях для скорости всасывания допускают значения как бóльшие, так и меньшие указанных пределов. Особенно при больших расходах или высоких числах оборотов приходится иногда соглашаться на значительно бóльшие скорости всасывания там, где это допускает высота всасывания.

В величину расхода жидкости Q', вводимую в расчет, следует включить величину потери через зазоры, которая определяется по уравнению (16) § 72. Для того чтобы иметь уверенность в том, что нужный расход будет достигнут в действительности, в этом добавлении предусматривают также и другие, не учитываемые расчетом, потери, как, например, из-за сжатия лопатками струи при входе и т. д.[1]. При определении его необходимо иметь в виду, что расход, соответствующий максимальному к. п. д., обычно не соответствует расходу для безударного входа (§ 62), так как влияние прочих факторов оказывается преобладающим. Вели-

[1] Ввиду наличия при обтекании входной кромки лопаток двойного преобразования скорости (§ 78b, β).

чина этого дополнительного расхода колеблется между 2 и 15%, так что

$$Q' = 1{,}02 \div 1{,}15Q.$$

Меньшие величины соответствуют большим отношениям $\frac{r_2}{r_1}$, насосам без направляющих аппаратов, низким температурам воды и малым высотам всасывания; большие значения — малым отношениям $\frac{r_2}{r_1}$, насосам с направляющими аппаратами и высотам всасывания, лежащим вблизи границ кавитации (§ 78). Форма лопатки также имеет значение. Если угол β увеличивается к выходу, дополнительный расход может быть меньше, чем в обратном случае.

После того, как диаметр d_n втулки рабочего колеса определен соответственно размерам вала (§ 103), диаметр всасывающего патрубка D_s определится из уравнения

$$c_s\left(\pi\frac{D_s^2}{4} - \pi\frac{d_n^2}{4}\right) = Q'. \tag{25}$$

Получив D_s, определим диаметр D_1, на котором лежат входные кромки лопаток. При этом принимаем во внимание, что, с одной стороны, малые диаметры D_1 дают малые относительные скорости входа (и соответственно малые потери на удар) и требуют больших входных сечений, с другой же стороны, приводят к расположению кромок в зоне весьма искривленных линий тока. Эти последние вызывают описанные в § 5b изменения скорости, так что на входной кромке, параллельной оси, безударность входа достигается только в одной точке. Поэтому, если входная кромка лопатки одинарной кривизны находится в зоне искривления линий тока, то для обеспечения безударного входа по всей длине кромки лопатке должна быть придана форма, указанная в § 33. Следующие рассуждения относятся к входной кромке, параллельной оси, при радиальном подходе жидкости (в меридиональных плоскостях).

Для определения входной ширины колеса b_1 следует еще выбрать скорость входа c_0 или в более общем виде, при наличии направляющего аппарата при входе, выбрать величину $c_{0m} = c_0 \sin\alpha_0$. Скорость c_{0m} обычно выбирается такой же или несколько большей скорости c_s[1]. Этому соответствует отмеченное в конце § 14 обстоятельство, что увеличение сечения колена за поворотом приводит к уменьшению потерь.

Но, предвидя возможность срыва струй при повороте (фиг. 26а), можно допустить также и значения c_{0m} меньшие чем c_s. При этом опыт

---

[1] Часто величиной c_0 или c_s задаются в зависимости от величины напора, полагая $c_0 = \varepsilon\sqrt{2gH}$ при $\varepsilon = 0{,}1 \div 0{,}3$. Подобное правило применимо для турбин. В случае же насосов вследствие весьма широких границ изменения величин H и Q оно приводит к скоростям, которые не применимы как из-за связанного с ними увеличения размеров, так и из-за высоты всасывания. При центробежных насосах сопротивления во всасывающем трубопроводе и скорость в его верхнем сечении покрываются за счет давления, действующего на поверхность жидкости в питающем насос резервуаре (обычно атмосферное давление), в турбинах же этого нет.

показывает, что такое соотношение сечений отнюдь не ухудшает работу насоса.

Выбрав скорость c_{0m}, получим ширину

$$b_1 = \frac{Q'}{D_1 \pi c_{0m}}, \tag{26}$$

причем при $\alpha_0 = 90°$, следует подставлять $c_{0m} = c_0$.

Составим выражение для действительной скорости по уравнению (1) с учетом толщины лопатки. При $\alpha_0 = 90°$ получим

$$c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}. \tag{26a}$$

Коэфициент сужения сечения $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ может быть ориентировочно принят равным от 1,10 до 1,25 с последующей проверкой. Для малых насосов следует брать большее значение, для больших насосов — меньшее.

Так как

$$u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60},$$

то треугольник скоростей (фиг. 54) определен нами полностью, и входной угол лопатки определится из уравнения

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{u_1 - c_1 \cos \alpha_1} = \frac{c_{1m}}{u_1 - c_0 \cos \alpha_0} \tag{27}$$

и при $\alpha_1 = \alpha_0 = 90°$ (фиг. 58а)

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{u_1}. \tag{28}$$

Получив теперь значение угла β_1, задавшись толщиной лопатки s_1 и количеством лопаток z, мы можем проверить принятую нами вначале величину коэфициента $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$. Для чего имеем

$$\sigma_1 = \frac{s_1}{\sin \beta_1}, \quad t_1 = \frac{\pi D_1}{z}.$$

В случае значительного расхождения расчет приходится повторить[1].

---

[1] Можно избежать повторения путем следующих преобразований для $\alpha_0 = 90°$. В уравнение $\sin \beta_1 = \frac{c_1}{w_1}$ подставляем

$$c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \frac{s_1}{\sin \beta_1}} \quad \text{и} \quad w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_1^2} = \sqrt{u_1^2 + \left(c_0 \frac{t_1}{t_1 - \frac{s_1}{\sin \beta_1}}\right)^2}$$

и получаем квадратное уравнение относительно $\sin \beta_1$

$$\left(1 + \frac{c_0}{u_1}\right) \sin^2 \beta_1 - 2 \frac{s_1}{t_1} \sin \beta_1 + \left(\frac{s_1}{t_1}\right)^2 - \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2 = 0,$$

откуда непосредственно имеем

$$\sin \beta_1 = \frac{1}{1 + \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2} \left(\frac{s_1}{t_1} + \frac{c_0}{u_1} \sqrt{1 + \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2 - \left(\frac{s_1}{t_1}\right)^2}\right). \tag{28a}$$

Отрицательным членом под корнем можно, как правило, пренебречь.

Количество лопаток для колес описанной формы определяется требованием получить достаточно хорошее направление воды каналами. Подходящие результаты для радиальных лопаток дает, как это указано в § 70, соотношение

$$z = k\frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1}\sin\beta_m = k\frac{D_2 + D_1}{D_2 - D_1}\sin\beta_m, \tag{28b}$$

где коэфициент k берется около 6,5, а β_m — равным среднему углу лопатки, т. е. $\beta_m = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2)$.

Чтобы уменьшить изменение скорости при входе, толщину лопатки s_1 стремятся делать настолько малой, насколько то позволяют условия производства.

b) Выход. Для проектирования выходного участка лопатки основным уравнением является уравнение (20). Как уже указывалось (в § 30), величину выходного угла β_2 лучше всего выбирать в пределах между 14° и 50°. Для того чтобы построить треугольник скоростей (фиг. 56), мы должны задаться еще какой-нибудь величиной. Так как конструктор стремится осуществить определенные формы колеса, то наиболее правильно задаваться такими величинами, которые непосредственно определяют конструкцию колеса. Такой величиной может, например, быть ширина колеса b_2 или радиальная скорость $c_{2m} = c_2 \sin\alpha_2$. В большинстве случаев колесо выполняется сужающимся к выходу, хотя это и вызывает некоторое увеличение наружного диаметра колеса. Это сужение вызывается тем, что при значительной ширине выхода сечения каналов от входа к выходу чрезмерно увеличиваются, так что вода зачастую не может следовать за расходящимися стенками каналов и срывается. Кроме того, при большой наружной ширине колеса радиальная скорость c_{2m} получается малой, в связи с чем уменьшается угол α_2 и, следовательно, уменьшается ширина каналов между направляющими лопатками. Также и при отсутствии направляющих лопаток на выходе уменьшение угла α_2 невыгодно, так как при этом увеличивается путь трения воды о стенки кольцевого канала.

Так как угол α_2 может изменяться только в определенных пределах, различных для разных типов машин, то может оказаться также целесообразным сперва задаться его величиной. Однако при этом надо иметь в виду, что действительный угол выхода значительно отличается от такового для бесконечного числа лопаток.

Ниже приводятся расчетные формулы для тех случаев, когда за исходную величину принимается или ширина b_2, или радиальная скорость c_{2m}, или угол выхода α_2. Можно, конечно, задаться и какими-либо другими величинами, соответственно изменив построение расчета.

α) Случай, когда задана ширина колеса b_2 на выходе. Исходя из ширины b_2, мы можем определить и окружную скорость u_2 и наружный диаметр D_2 нижеследующим путем. Учитывая сужение сечения рабочими лопатками, получим

$$\pi D_2 b_2 c_2 \sin\alpha_2 = Q' \cdot \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}, \tag{29}$$

и так как

$$u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60},$$

то, исключая D_2, получим

$$u_2 c_2 \sin \alpha_2 = \frac{Q' n}{60 b_2} \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}. \qquad (30)$$

Преобразуем уравнение (20), придав ему следующий вид:

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 = g H_{th\infty} + u_1 c_0 \cos \alpha_0. \qquad (31)$$

Согласно фиг. 58

$$u_2 = \overline{BD} + \overline{DC_2} = c_2 \cos \alpha_2 + c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2 = c_2 \cos \alpha_2 + c_2 \sin \alpha_2 \operatorname{ctg} \beta_2,$$

отсюда получим

$$u_2^2 = u_2 c_2 \cos \alpha_2 + u_2 c_2 \sin \alpha_2 \operatorname{ctg} \beta_2.$$

Отсюда, подставляя значения из уравнений (30) и (31), получим

$$u_2 = \sqrt{g H_{th\infty} + u_1 c_0 \cos \alpha_0 + \frac{Q' \cdot n}{60 b_2} \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} \operatorname{ctg} \beta_2}. \qquad (32)$$

Для радиального входа, т. е. для $\alpha_0 = 90°$, уравнение (32) приводится к следующему упрощенному виду:

$$u_2 = \sqrt{g H_{th\infty} + \frac{Q' \cdot n}{60 b_2} \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} \operatorname{ctg} \beta_2}. \qquad (33)$$

Коэфициентом сужения сечения $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}$ опять предварительно задаются, а затем проверяют соответствие. При условии тщательного заострения выходных кромок лопаток он может быть принят равным единице. Определив величину скорости u_2, получаем D_2 из уравнения

$$D_2 = \frac{60 u_2}{\pi n}. \qquad (33a)$$

β) С л у ч а й, к о г д а з а д а н а м е р и д и о н а л ь н а я с к о р о с т ь в ы х о д а $c_{2m} = c_2 \sin \alpha_2$. При принятии величины c_{2m} следует отметить, что, чем больше скорость c_{2m}, тем меньшая величина напора может быть достигнута. Зачастую принимают $c_{2m} = c_{0m}$.

Ход расчета будет следующий:

Из фиг. 58 видно, что

$$c_2 \cos \alpha_2 = \overline{BC_2} - \overline{DC_2} = \overline{BC_2} - \frac{\overline{A_2 D}}{\operatorname{tg} \beta_2} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_2},$$

т. е. согласно основному уравнению

$$g H_{th\infty} = u_2 \left(u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_2} \right) - u_1 c_0 \cos \alpha_0,$$

или

$$u_2^2 - u_2 \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_2} = g H_{th\infty} + u_1 c_0 \cos \alpha_0,$$

откуда

$$u_2 = \frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} \underset{(-)}{+} \sqrt{\left(\frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} \right)^2 + g H_{th\infty} + u_1 c_0 \cos \alpha_0}. \qquad (34)$$

Знак минус перед корнем может быть опущен, так как величина u_2 приобрела бы при этом нереальное отрицательное значение. Для радиального входа получим

$$u_2 = \frac{c_{2m}}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2} + \sqrt{\left(\frac{c_{2m}}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2}\right)^2 + gH_{th\,\infty}}\,, \tag{35}$$

после чего величина D_2 определится по уравнению (33а), а b_2 — из уравнения

$$b_2 = \frac{Q' \cdot \dfrac{t_2}{t_2 - \sigma_2}}{\pi D_2 c_{2m}}\,. \tag{35a}$$

γ) Случай, когда задана величина угла α_2 или соответственно α_2' абсолютной скорости выхода. Согласно фиг. 58

$$u_2 = \overline{BD} + \overline{DC_2} = c_{2m}\,\mathrm{ctg}\,\alpha_2 + c_{2m}\,\mathrm{ctg}\,\beta_2\,,$$

таким образом

$$c_{2m} = \frac{u_2}{\mathrm{ctg}\,\alpha_2 + \mathrm{ctg}\,\beta_2}\,. \tag{36}$$

Далее, так как

$$c_2 \cos\alpha_2 = c_{2m} \cdot \mathrm{ctg}\,\alpha_2\,,$$

подставив величину c_{2m} из уравнения (36), получим

$$c_2 \cos\alpha_2 = \frac{u_2}{1 + \mathrm{tg}\,\alpha_2 \cdot \mathrm{ctg}\,\beta_2}\,.$$

Подставляя полученную величину в уравнение (20), определяем величину u_2:

$$u_2 = \sqrt{(gH_{th\,\infty} + u_1 c_0 \cos\alpha_0)(1 + \mathrm{tg}\,\alpha_2 \cdot \mathrm{ctg}\,\beta_2)}\,, \tag{37}$$

или при $\alpha_0 = 90°$

$$u_2 = \sqrt{gH_{th\,\infty}(1 + \mathrm{tg}\,\alpha_2 \cdot \mathrm{ctg}\,\beta_2)}\,. \tag{38}$$

Принимая во внимание уравнение (37) или (38), определяем D_2 из уравнения (33а), $c_{2m} = c_2 \sin\alpha_2$ — из уравнения (36) и b_2 — из уравнения (35а).

Принимаемый за основу этого расчета угол α_2 относится к бесконечно большому числу лопаток. Его определяют, исходя из величины действительного угла α_2' или α_3, подобно тому как $H_{th\,\infty}$ определяют по H_{th} по уравнению, выведенному в дальнейшем [уравнение (29) § 42]. Поэтому вместо уравнений (38) и (36) выгодно пользоваться их видоизменением, приведенным в § 42 в виде уравнений (30) и (31).

В случае наличия направляющего аппарата при выходе из колеса угол α_2' выбирается между 6° и 9°. При насосах без направляющего аппарата надлежит брать бо̀льшие величины. Так, например, насосы со спиральным кожухом нормальной ширины имеют угол α_2' в пределах от 14° до 25°.

Числовые примеры описанных способов расчета β и γ даны в § 45.

Следует стремиться к тому, чтобы наружный диаметр D_2 был равен или был немного больше $2D_1$, потому что, с одной стороны, при этом

радиальный размер колеса достаточен для вмещения рабочих лопаток, с другой же стороны, потому, что делать D_2 еще бо́льшим не следует из-за потерь на трение дисков о воду [ур. (57а) § 18]. Если величина D_2 получается слишком большой, то следует переходить к многоступенчатым конструкциям (фиг. 5); если D_2 получается слишком малым, то следует переходить к „многопоточным“ конструкциям (фиг. 5а), в частности, с двухсторонним всасыванием. В § 75 приведены обоснования тому, что в многоступенчатых насосах величина наружного диаметра D_2 может быть принята несколько большей обычного, причем, чем больше количество ступеней, тем больше может быть наружный диаметр.

Боковые очертания колеса обычно профилируют между b_1 и b_2 таким образом, чтобы изменение радиальной скорости $c_m = c \sin\alpha$ происходило возможно плавнее от c_{1m} до c_{2m}. Однако эти очертания стенок колеса допустимо вычертить и просто на-глаз.

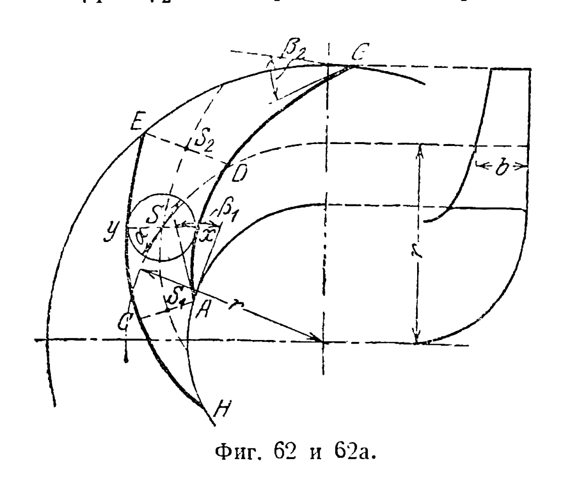
При расчете многоступенчатых насосов следует во всех приведенных уравнениях подставлять вместо $H_{th\infty}$ часть напора, приходящуюся на одну ступень, т. е. при наличии i ступеней, вместо $H_{th\infty}$ следует подставлять

$$\Delta H_{th\infty} = \frac{H_{th\infty}}{i}.$$

Указания о конструктивном выполнении колес приведены в § 102.

32. ПРОФИЛИРОВАНИЕ РАБОЧИХ ЛОПАТОК

Так как на расчетные величины влияют только углы входа и выхода β_1 и β_2, то теоретически совершенно безразлично, по какой кривой выполнена средняя часть лопатки, связующая собой ее конечные участки. В действительности, однако, следует при профилировании лопатки руководствоваться нижеследующими соображениями, приводящими к возможно меньшим потерям на трение и потерям при преобразовании скоростей в давление:



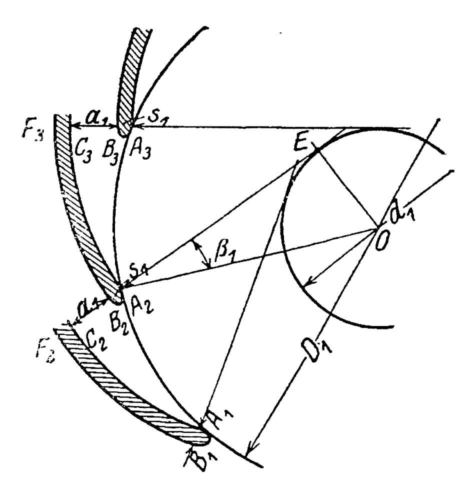
Фиг. 62 и 62а.

1) лопатки не должны быть чрезмерно длинными и

2) изменение сечения канала между лопатками должно происходить постепенно, причем следует избегать сильных уширений.

Установить профиль лопатки можно двумя путями. По первому из них, более старому, сперва задавались формой канала между рабочими лопатками (соответствующей уже рассчитанным углам входа и выхода) и затем ее проверяли, принимая распределение скоростей равномерным в каждом ортогональном сечении канала xy, а не в каждом сечении цилин-

дром CD, соосным колесу (фиг. 62). Таким образом канал на всем его протяжении от входного сечения AC до выходного DE строился по правилам, предназначавшимся для неподвижных прямоугольных каналов. Конечные участки лопаток CH и DG считались при этом собственно нерабочими и зачастую очерчивались по разверткам круга (эвольвентам)[1]. Эти развертки могут быть заменены дугами круга, да и вообще все очертание лопатки может быть образовано из дуг окружностей.



Фиг. 63. Построение эвольвенты для входа.

При таком способе профилирования лопаток, которые мы в дальнейшем будем называть „круговыми лопатками", профилирование самой лопатки от входа до выхода в значительной мере произвольно. При этом предположение об отсутствии работы на концах лопаток также практически оказывается недостигнутым. Кроме того, вследствие произвольности в выборе профиля лопаток становится затруднительным точное сопоставление данных опытного исследования каких-либо одних лопаток с другими лопатками. Все эти недостатки удается устранить при помощи второго современного метода, более соответствующего основным предпосылкам элементарной одноразмерной теории турбомашин. При развитии этого метода исходят из условия равенства скоростей в сечении цилиндром (соосным колесу) постоянного радиуса, т. е. из условия бесконечно большого числа лопаток. Задаваясь при этом законом изменения какой-либо величины вдоль по лопатке, например, законом изменения от входа к выходу, какой-либо скорости, мы однозначно определяем все очертание лопатки. Такие лопатки, которые, вообще говоря, не образованы из дуг окружностей, мы будем в дальнейшем называть лопатками, построенными по точкам.

а) Круговые лопатки. Зачастую входной участок лопатки выполняется в виде развертки круга (эвольвенты). Для подбора дуг круга, наиболее близких к указанным отрезкам эвольвенты, вспомним, что разверткой круга называется кривая, описываемая любой точкой прямой, катящейся без скольжения по образующей окружности. Из фиг. 63 непосредственно видно, что радиус этой образующей окружности

$$\overline{OE} = \frac{d_1}{2} = \overline{OA_2} \sin \beta_1 = \frac{D_1}{2} \sin \beta_1,$$

---

[1] См. Neumann, Die Zentrifugalpumpen, Berlin, 1912. Введение эвольвенты надо отнести к Zeuner (Vorlesungen über Theorie der Turbinen, Leipzig, 1899).

так что

$$d_1 = D_1 \sin \beta_1. \tag{39}$$

Так как расстояние между двумя эвольвентами всегда равняется длине дуги образующего круга между соответствующими катящимися прямыми, то ширина канала между двумя лопатками a_1, включая толщину лопатки s_1, будет при z лопатках равняться

$$a_1 + s_1 = \frac{d_1 \pi}{z} \cdot \tag{40}$$

Фиг. 64. Круговые лопатки из двух дуг круга.

Отсюда получаем следующее простое построение дуг круга, заменяющих эвольвенты:

Делим окружность входа диаметра D_1 на столько частей, сколько должно быть лопаток. Из полученных точек A_1, A_2, A_3 проводим касательные к образующей окружности, диаметр которой d_1 определяется из уравнения (39). Нанесем на продолжение этих касательных отрезки s_1 и $a_1 + s_1$, определенные из равенства (40). Получим точки B_1, B_2 и B_3, а также C_2, C_3 и т. д. После этого нанесем на чертеж дуги окружностей, проходящих через точки A_1 и C_2, A_2 и C_3 и т. д., из центров, лежащих весьма близко к точкам пересечения касательных E. Если требуется построение лопатки постоянной толщины, то на чертеж наносятся дополнительные дуги концентрических окружностей B_1F_2, B_2F_3[1].

Хотя, как будет показано в § 34, эвольвента не дает совершенно неактивных (нерабочих) концов лопаток, но все же она дает параллельность противолежащих стенок лопатки, что, по всей вероятности, благоприятно отражается на вход воды в канал, образованный лопатками[2]. Является ли подобная параллельность стенок начального участка лопаток целесообразной и в том случае, когда ширина канала b уменьшается с увеличением радиуса, вопрос во всяком случае спорный. Дело в том, что при этом величина сечения канала вначале постепенно падает, а затем в большинстве случаев снова увеличивается. Продолжением лопатки после построенного, как указано, входного участка может служить любая плавная кривая или вторая дуга круга. В обоих случаях надо обращать внимание на то, чтобы пересечение окружности выхода колеса происходило под заданным углом β_2, причем, строго говоря, это касается средней линии лопатки (фиг. 64). Дуга круга определяется подбором, причем на подобранном радиусе OG* стро-

[1] Здесь угол β_1 осуществляется на задней стороне лопатки. Если этот угол относится к средней линии между передней и задней сторонами лопатки, то в точках A_1, A_2, A_3 откладываются в обе стороны отрезки $\frac{s_1}{2}$ и наружу $a_1 + \frac{s_1}{2}$.

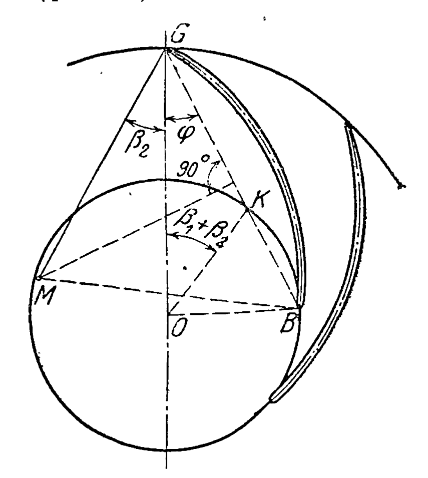
[2] См. также отчет об опытах Андреса в § 13.

* Который на фиг. 64 чисто случайно проходит через точку E.

ится угол β_2 и из некоторой точки M его второй стороны проводится окружность, проходящая через точку G и касающаяся средней линии входного участка лопатки. Точка касания F должна находиться вблизи точки C (фиг. 63) входного участка.

Можно также обойтись одной дугой круга для всей лопатки, если воспользоваться следующим построением[1] (фиг. 65):

Откладываем угол $\beta_1+\beta_2$ в точке O на любом радиусе OG. Проведем прямую GK через точку K, образованную пересечением второй стороны этого угла с окружностью входа, и продолжим ее до вторичного пересечения этой линии с окружностью в точке B. Точка пересечения перпендикуляра из середины прямой GB с прямой, проходящей через точку G под углом β_2 к радиусу OG, представит собой искомый центр[2] M.



Фиг. 65. Круговые лопатки из одной дуги круга.

При построении профиля лопатки по дугам двух окружностей можно ближе подойти к желаемой форме лопатки, чем при построении профиля лопатки целиком по дуге одной окружности радиуса.

После построения профиля лопатки следует проверить постепенность и равномерность изменения сечения канала. Делается это следующим образом. В произвольной точке S средней линии канала S_1S_2 (фиг. 62), соединяющей средние точки всех нормальных сечений, ширина канала может быть приближенно принята равной диаметру вписанной окружности[3]. Каждое сечение имеет форму трапеции высотой a и средней шириной b, равной ширине колеса в точке S, которая может быть получена из поперечного разреза колеса (фиг. 62а). Можно получить график изменения сечений вдоль по каналу, нанеся на прямую развернутые длины отрезков S_1S в качестве абсцисс и значения ab в качестве ординат (фиг. 66). Полученная кривая, а следовательно, и полученная форма лопатки, может считаться удовлетворительной, если кривая не имеет минимума в средней части. Наличие максимального сечения посреди лопатки, т. е. расширение лопатки с последующим сужением к концу, представляется целесообразным, как показывает опыт (фиг. 256); аналогичное этому явление имеет место при повороте струи (см. конец § 14).

---

[1] Из Quantz, Kreiselpumpen, Berlin, Julius Springer.

[2] Правильность этого заключения подтверждается следующим:

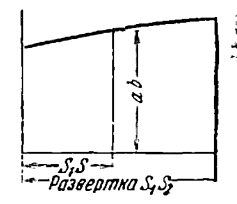
$$\beta_1+\beta_2+\varphi=\measuredangle OKB=\measuredangle OBK, \quad \beta_2+\varphi=\measuredangle MGB=\measuredangle MBG,$$

отсюда вычитанием

$$\beta_1=\measuredangle OBK-\measuredangle MBG=\measuredangle OBM.$$

[3] В действительности надо было бы взять развернутую длину нормали.

Величина, характеризующая уширение канала $\frac{(a_2 - a_1)}{l}$, где $l = \overline{S_1 S_2}$, по соображениям, указанным выше, не должна быть слишком большой, т. е. длина лопатки l должна быть достаточно большой. Последнее положение осуществляется тем лучше, чем больше число лопаток.



Фиг. 66. Исследование изменения сечений канала.

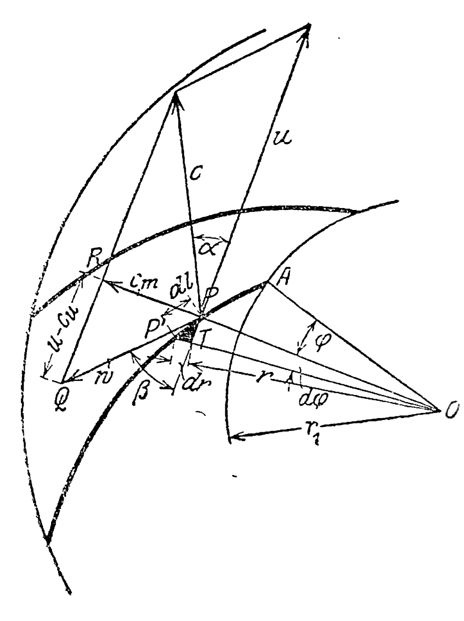
b) Лопатки, построенные по точкам. По профилю лопатки можно определить все существенные величины для любой точки лопатки; например, для точки P (фиг. 67)

$$c_m (= c \sin \alpha) = \frac{Q'}{2 r \pi b} \cdot \frac{t}{t - \sigma}, \qquad (41)$$

а из треугольника PQR

$$w = \frac{c_m}{\sin \beta}, \quad u - c_u = c_m \operatorname{ctg} \beta .$$

Так как $u = r\omega$, то мы можем для каждой точки лопатки определить и величину c_u и величину момента количества движения rc_u. Отсюда видно, что возможно получить и профиль лопатки и боковые очертания колеса, идя обратным путем, для чего сперва нужно задать себе изменение вдоль по радиусу величины c_m (или b) и еще какой-либо не зависящей от них (т. е. от c_m или b) величины, изобразив это изменение графически вдоль радиуса r как оси абсцисс.



Фиг. 67.

Если задались изменением вдоль радиуса величины b, то этим задано также изменение величины c_m, выражающееся в зависимости от b уравнением (41). Наоборот, если задано изменение c_m в виде кривой, плавно связующей на диаграмме (фиг. 96b) начальное и конечные значения c_m, уже ранее определенные по ходу расчета, то этим самым задано и b, определяемое для любого радиуса уравнением

$$b = \frac{Q'}{2r\pi c_m} \frac{t}{t - \sigma}. \qquad (41a)$$

Однако до того как приступить к определению b, на диаграмму следует нанести также и линию изменения коэфициента сужения сечения $\frac{t}{t - \sigma}$, т. е. линию, соединяющую на диаграмме уже известные из расчета значения этого коэфициента для входа и выхода из колеса.

Влияние заострения конца лопатки учитывается (как то показано на фиг. 96b) тем, что при $r = r_2$ кривая снижается до значения, равного единице.

Если в качестве нужной для определения профиля лопатки величины принята кривая, выражающая изменение относительных скоростей w (соединяющая значение w_1 и w_2), то тем самым дана и кривая углов β, выражающихся равенством

$$\sin\beta = \frac{c_m}{w}. \tag{42}$$

Можно определить величину β по w и другим путем, для чего исходят из уравнения (41), подставляя в нем $\frac{2r\pi}{t} = z$, $c_m = w \sin\beta$ и $\sigma = \frac{s}{\sin\beta}$. При этом получают

$$Q' = bz\left(t - \frac{s}{\sin\beta}\right) w \sin\beta = (t\sin\beta - s)\, z\, b\, w,$$

и таким образом

$$\sin\beta = \frac{s}{t} + \frac{Q'}{z\, t\, b\, w}, \tag{43}$$

или, принимая во внимание, что выражение

$$\frac{Q'}{z\, t\, b} = \frac{Q'}{2r\pi b} = (c_m)_{netto} \tag{44}$$

дает величину меридиональной скорости, получающуюся при толщине лопатки, равной нулю, и таким образом не зависит от толщины s, мы получим

$$\sin\beta = \frac{s}{t} + \frac{(c_m)_{netto}}{w}. \tag{45}$$

Это уравнение делает определение величины β независимым от коэфициента сжатия струи. Оно особо ценно, если лопатки имеют переменную толщину, но и к лопаткам постоянной толщины оно применимо так же хорошо, как и уравнение (42).

При помощи кривой, дающей по уравнению (42) или (45) зависимость β от r, можно построить очертание лопатки, нанося на чертеж последовательно малые приращения радиуса Δr и откладывая в соответствующих точках углы β [1]. Такой метод построения, однако, весьма утомителен и не точен. Лучшие результаты получаются, если определить значение угла, например, $POA = \varphi$ (фиг. 67), соответствующего рассматриваемому радиусу, и отложить полученный угол от начального радиуса OA. Угол φ весьма легко определится из следующих соображений:

---

[1] В этом виде метод применяется с давних пор при построении водяных турбин (см. Wagenbach, Z. ges. Turbinenwes., 1907, стр. 305). Рибензамом этот метод применен к насосам (диссертация „Über die Ausbildung der Laufräder schnell-laufender Niederdruck-Zentrifugalpumpen" (München, 1909).

Для элементарного треугольника $PP'T$ (залитого черным на фиг. 67), сторона которого PT является дугой, отсеченной бесконечно малым центральным углом $d\varphi$, а угол при T — прямой,

$$\overline{PT} = r\,d\varphi,$$

с другой стороны,

$$\overline{PT} = \frac{\overline{P'T}}{\operatorname{tg}\beta}.$$

Так как $\overline{P'T}$ соответствует бесконечно малому приращению dr радиуса r, то, приравнивая друг к другу оба полученных выражения для $\overline{PT}$, получим

$$r\,d\varphi = \frac{dr}{\operatorname{tg}\beta},$$

откуда

$$d\varphi = \frac{dr}{r\operatorname{tg}\beta}. \tag{46}$$

Умножив обе части этого равенства на $\frac{180}{\pi}$, для того чтобы угол выражался в градусах, и проинтегрировав полученное выражение между r_1 и r, получим значение угла

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi}\int_{r_1}^{r}\frac{dr}{r\operatorname{tg}\beta}. \tag{47}$$

Значение этого интеграла может быть легко получено графически путем нанесения на чертеж кривой $\frac{1}{r\operatorname{tg}\beta}$ (фиг. 96 и 100) и определения величины площади, лежащей под указанной кривой. Наилучшим методом интегрирования для рассматриваемого случая является метод численного интегрирования — составление соответствующих таблиц (§ 45, I, b и § 45, II, b) и сложение полученных площадей полос, лежащих под кривой. Получив, таким образом, зависимость φ от r, мы можем сравнительно просто построить по точкам кривую профиля лопатки.

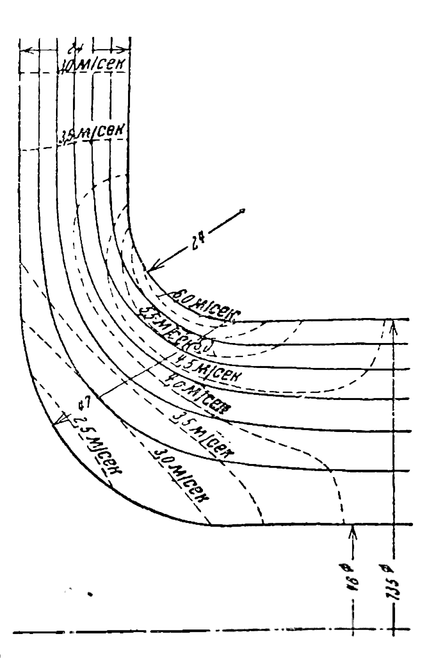
Вместо относительной скорости w в качестве второй нужной для определения профиля лопатки величины можно принять кривую моментов количества движения rc_u, или кривую абсолютных скоростей c, или кривую углов β. Особенно пригодной для указанного построения является кривая rc_u, потому что при протекании воды в осевом направлении начальное значение этой кривой всегда равняется нулю и, кроме того, изменение этой величины дает отчетливое представление о величине передаваемого жидкости вращательного момента.

Какие-либо суждения относительно наивыгоднейшей формы (характера изменения) указанных кривых можно будет высказать только после накопления достаточно большого опытного материала, собранного при изучении конструкций, в которых будут применены лопатки,

построенные указанными способами. Поскольку обычно величина w_2 значительно меньше, чем w_1, целесообразно кривую w в начале вести круче, чем в конце, с чем связано уменьшение угла раскрытия канала между лопаток вблизи выхода. Можно рекомендовать также построение кривых для таких величин, как c_m, w, rc_u и β, так как для этих форм лопаток выгодное или невыгодное влияние их точно известно. Способ заострения концов лопаток при входе и выходе уже пояснялся в § 25.

33. ЛОПАТКИ ОДИНАРНОЙ КРИВИЗНЫ С ВХОДНЫМИ КРОМКАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В ОБЛАСТИ ПОВОРОТА

В § 31а указано, что входные кромки лопаток, параллельные оси, дают безударный вход по всей длине только в том случае, если линии тока в меридиональном сечении не имеют кривизны. Во многих случаях, однако, оказывается невозможным или нецелесообразным удалять входную кромку настолько далеко от поворота, чтобы эффект последнего не оказывал более влияния. Определим форму входной кромки при применении лопатки одинарной кривизны, которая дала бы безударный вход в области поворота. Ограничимся рассмотрением того случая, когда угол α_0 равен 90°. Будем считать, что картина токов в меридиональном сечении нами уже получена при помощи способа, приведенного в § 7а и 5с, и на эту картину нанесены линии равных скоростей — изотахи (фиг. 67а).



Фиг. 67а. Меридиональное течение в радиальном колесе. Пунктиром обозначены кривые равных скоростей. Указанные цифры соответствуют расходу 55,6 *л/сек.*

То, что входные кромки, параллельные оси, не будут удовлетворительными, если они находятся в зоне поворота, следует уже из того, что в уравнении $\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_1}{r_1\omega}$ изменение c_1 требует соответствующего изменения r_1. Кроме того, теперь в числитель этого уравнения вместо скорости c_1 следует ввести его радиальную составляющую

$$c_{1r} = c_1 \cos\varepsilon_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} \cos\varepsilon_1 ,$$

вызывается это тем, что линии тока в меридиональном сечении отклоняются от радиального направления (фиг. 67b), в то время как угол лопатки β_1 попрежнему измеряется в плоскости, перпендикулярной к оси, и образующая поверхности лопатки берется параллельной оси

вращения [1]. Если входной кромкой будет линия ED, то для любой точки A угол β_1 определяется уравнением:

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_{1r}}{u_1} = \frac{c_0}{u_1}\,\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}\cos\varepsilon_1, \qquad (47a)$$

или, так как

$$t_1 = 2r_1\frac{\pi}{z},$$

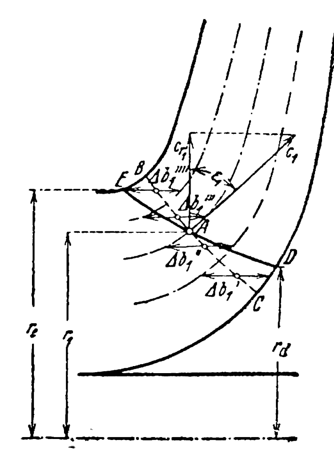
$$\sigma_1 = \frac{s_1}{\sin\beta_1},$$

$$u_1 = r_1\omega,$$

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_0}{\omega}\,\frac{\cos\varepsilon_1}{r_1 - \dfrac{zs_1}{2\pi\sin\beta_1}}, \qquad (47b)$$

где c_0 и ε_1 берутся из чертежа.

При помощи уравнения (47a) или (47b) определяются углы β_1 вдоль всей входной кромки, т. е. между радиусами r_d и r_e. Продолжение кривой β в сторону больших радиусов задаем себе, принимая во внимание величину β_2, определенную заранее, это дает нам возможность построить профиль лопатки по точкам при помощи уравнения (47).



Фиг. 67b. Входная кромка ED лопатки одинарной кривизны выдвинута вперед в область поворота.

В зависимости от положения (т. е. от r) входной кромки величина угла β будет меняться; соответственным выбором положения этой кромки можно значительно изменять начальный наклон лопатки. Из этого видно, что, применяя описанный способ, оказывается возможным продолжить лопатку в направлении входа, что отчасти и делают на практике. При этом наряду с достижением совершенно безударного входа вдоль всей входной кромки получается еще выгода за счет повышения всасывающей способности насоса и более высокой экономичности при неполной нагрузке.

Оказывается все-таки, что при применении этого способа угол β_1 между радиусами r_d и r_e изменяется так, что момент количества движения rc_u в начале каждой трубки тока сперва убывает, становясь отрица-

[1] Соотношение

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_{1r}}{u_1} = \frac{c_1\cos\varepsilon_1}{u_1} = \operatorname{tg}\delta\cdot\cos\varepsilon_1,$$

где δ — угол между относительной скоростью w_1 и направлением касательной к окружности — определяется из прямоугольного сферического треугольника, углами которого служат точки пересечения векторов w_1, u_1 и $w_{1r} = \dfrac{c_{1r}}{\sin\beta_1}$, проходящих через центр сферы.

тельным, т. е. начало лопатки работает, как в турбине. Именно это ее „турбинное действие" и должно повышать всасывающую способность насоса (см. § 78). Однако так как оно оказывается различным для различных линий тока, то образуются вторичные течения, изменяющие положенную в основу картину токов и, вероятно, понижающие к. п. д. Эти вторичные течения могут еще более усилиться ввиду того, что входная кромка внутри колеса не лежит в одной плоскости с осью, как то нужно (по меньшей мере в случае бесконечно большого числа лопаток) для получения картины обтекания свободным потоком [1].

Картина токов в меридиональном сечении, понадобившаяся нам для рассмотрения этого вопроса, требует для своего построения сравнительно много времени. Кроме того, предположение о безударности нарушается наличием указанных вторичных течений. Поэтому при практических расчетах определяют угол β_1 только для средней линии тока, а лопатку строят обычным способом либо по дугам круга, либо по точкам (см. пример 2 § 45). Получающийся для других линий тока удар при входе в колесо оказывается весьма небольшим. Для построения профиля лопатки по точкам необходимо брать для всех скоростей их компоненты в плоскости, перпендикулярной оси. Из уравнения (28) следует, что приближение входной кромки ко входу в колесо уменьшает число лопаток, так как уменьшается r_1.

Введение радиальной слагающей (компоненты) c_{1r} вместо c_1 приводит к тому, что за эффективную ширину колеса в точке A вместо развертки нормальной линии BC берут сумму расстояний между соседними линиями тока, параллельных оси (фиг. 67b),

$$b_1 = \Delta b_1' + \Delta b_1'' + \Delta b_1''' + \dots \qquad (47c)$$

Описанный способ дает, кроме того, возможность применять формы колеса, изображенные на фиг. 94a, т. е. стенки рабочего колеса делать не строго радиальными, а изгибать их в соответствии с линиями тока.

Новые данные о работе таких лопаток приводятся в диссертационной работе Крумнова (Krumnow).

34. НЕРАБОТАЮЩИЕ КОНЦЫ ЛОПАТОК

С весьма многих точек зрения желательно выяснить, какова должна быть форма лопаток, при которой они при заданной величине подачи не отдают и не потребляют мощности. В настоящей главе этот вопрос и будет рассмотрен в предположении, что число лопаток бесконечно велико. Однако следует заранее оговориться, что при конечном числе лопаток определенные, как то будет указано ниже, концевые участки лопатки уже более не будут неработающими; объясняется это тем, что, во-первых по аналогии с процессом, приведенным на фиг. 14, течение в средней — рабочей — части лопатки влияет на концевые участки и, во-вторых, начинает оказывать влияние самый процесс обтекания концевых участков лопаток (§ 78, b, β). Кроме всего этого ненагруженность (т. е. отсутствие работы) концов лопаток может иметь место лишь при одном определенном расходе воды.

---

[1] V. Mises, Theorie der Wasserräder, § 4, 5 и § 14, 3, Leipzig 1908, см. также § 90.

Как уже было указано в § 27, передача мощности обязательно связана с изменением момента количества движения (с изменением циркуляции), так что лопатка у входа не будет работать при условии

$$rc_u = r_1 c_{1u} = \text{const} \quad \text{или} \quad c_u = c_{1u}\frac{r_1}{r}.$$

Кроме того, меридиональная составляющая должна удовлетворять уравнению

$$2 r \pi b c_m \frac{t-\sigma}{t} = Q' = 2 r_1 \pi b_1 c_{1m} \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1},$$

или, так как

$$\frac{2 r \pi}{t} = z = \frac{2 r_1 \pi}{t_1},$$

то

$$b c_m (t - \sigma) = \frac{Q'}{z}.$$

Если в последнее равенство подставить значение

$$c_m = (u - c_u) \operatorname{tg} \beta = \left(r\omega - c_{1u}\frac{r_1}{r}\right) \operatorname{tg} \beta,$$

то получим

$$b(t-\sigma)\left(r\omega - c_{1u}\frac{r_1}{r}\right)\operatorname{tg}\beta = \frac{Q'}{z}. \tag{48}$$

Это уравнение соответствует входу в колесо. Для выхода из колеса аналогичным путем может быть получено уравнение

$$b(t-\sigma)\left(r\omega - c_{2u}\frac{r_2}{r}\right)\operatorname{tg}\beta = \frac{Q'}{z}. \tag{48a}$$

а) **Получение неработающей части лопатки путем подбора соответствующих ее толщин.** Из уравнения (48) для входа в колесо следует

$$\sigma = t - \frac{Q'}{zb\left(r\omega - c_{1u}\frac{r_1}{r}\right)\operatorname{tg}\beta}, \tag{49}$$

или, если $c_{1u} = 0$ $(\alpha_1 = \alpha_0 = 90°)$,

$$\sigma = t - \frac{Q'}{z b r \omega \operatorname{tg}\beta}. \tag{49a}$$

Если, кроме того $\sigma_1 = 0$, что соответствует лопатке, начинающейся острой кромкой, и

$$Q' = z b_1 t_1 r_1 \omega \operatorname{tg}\beta_1,$$

то

$$\sigma = t\left(1 - \frac{b_1 r_1^2 \operatorname{tg}\beta_1}{b r^2 \operatorname{tg}\beta}\right) = \frac{2\pi r}{z}\left(1 - \frac{b_1 r_1^2 \operatorname{tg}\beta_1}{b r^2 \operatorname{tg}\beta}\right). \tag{50}$$

Профиль лопатки, определенный по этому уравнению для колеса, рассчитанного в примере 1 § 45, показан пунктиром на фиг. 68. При этом видно, что если неработающий участок лопатки сделать длинным, лопатка окажется чрезвычайно толстой.

Для выхода из колеса уравнение (48а) дает

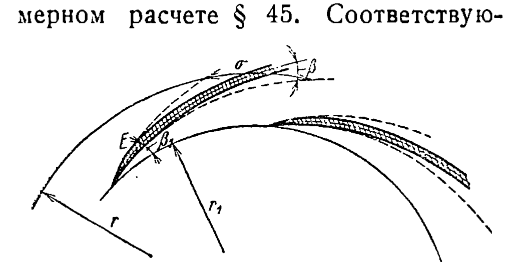
$$\sigma = t - \frac{Q'}{z\,b\left(r\omega - c_{2u}\frac{r_2}{r}\right)\operatorname{tg}\beta}. \qquad (51)$$

Посредством этого метода получить неработающую часть лопатки при выходе из колеса практически не удается, так как лопатка слишком сильно утолщается к выходу в том случае, если b уменьшается при увеличивающемся r недостаточно быстро.

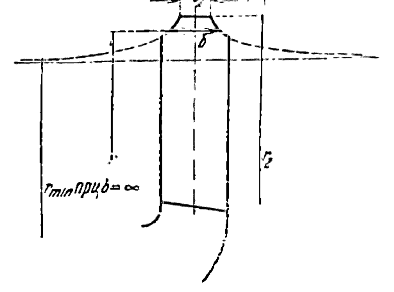
b) **Получение неработающей части лопатки путем подбора соответствующих ширин колеса** b. Для выхода из колеса из уравнения (48а) следует

$$b = \frac{Q'}{z(t-\sigma)\left(r\omega - c_{2u}\frac{r_2}{r}\right)\operatorname{tg}\beta}. \qquad (52)$$

Ширина колеса b при этом растет чрезвычайно сильно при убывании r. На фиг. 68а показано изменение ширины (при заданном b_2) для лопатки, приведенной в первом примерном расчете § 45. Соответствующее этому случаю уравнение получается путем подстановки значения Q' из уравнения (48а)



Фиг. 68. Неработающие концы лопаток при входе.



Фиг. 68а. Получение неработающего конца лопатки на выходе за счет соответствующего выполнения стенок колеса.

$$Q' = zb_2(t_2 - \sigma_2)(r_2\omega - c_{2u})\operatorname{tg}\beta_2 \qquad (53)$$

в уравнение (52), что дает нам

$$b = b_2\,\frac{(t_2-\sigma_2)(r_2\omega - c_{2u})\operatorname{tg}\beta_2}{(t-\sigma)\left(r\omega - c_{2u}\frac{r_2}{r}\right)\operatorname{tg}\beta}. \qquad (54)$$

Фиг. 68а показывает, что такие колеса должны были бы иметь во входной части очень большую ширину. Подобную форму колеса имеет насос Rees Roturbo Mfg. Co (фиг. 256) и насос для домашнего водопровода Weise Söhne (фиг. 260).

По уравнению (54) $b = \infty$ при $r\omega - c_{2u}\frac{r_2}{r} = 0$, т. е. при

$$r = r_{\min} = \sqrt{\frac{c_{2u}}{\omega}\,r_2}. \qquad (55)$$

Точно так же неработающие концы лопаток могут быть получены и для входа. При этом приходится начинать с очень большой ширины, которая быстро убывает с увеличением радиуса. Соответствующее уравнение получится непосредственно, если заменить в уравнениях (52) и (54) индекс 2 индексом 1. Для практически наиболе существенного случая $c_{1u}=0$ и $\sigma_1=0$ (кромка заострена) получаем

$$b=\frac{Q'}{z(t-\sigma)\,r\omega\,\mathrm{tg}\,\beta}\quad\text{или}=\frac{2\pi}{z}b_1\,\frac{r_1^2\,\mathrm{tg}\,\beta_1}{(t-\sigma)\,r\,\mathrm{tg}\,\beta}. \tag{56}$$

Пренебрегая толщиной лопатки σ, получим

$$b=\frac{Q'}{2\,r^2\pi\omega\,\mathrm{tg}\,\beta}\quad\text{или}=b_1\,\frac{r_1^2}{r^2}\,\frac{\mathrm{tg}\,\beta_1}{\mathrm{tg}\,\beta}. \tag{57}$$

c) **Получение неработающей части лопатки путем подбора соответствующих углов** β. Из уравнений (48) и (48a) можно определить угол β в зависимости от радиусов для входа и выхода. Если подставить полученное для $\mathrm{tg}\,\beta$ выражение в уравнение (46), то форма лопатки может быть определена графически. Для разъяснения вопроса проведем интегрирование для некоторых случаев. При $\sigma=\sigma_1=0$ получаем

$$d\varphi=2\pi\frac{b\left(r\omega-c_{1u}\frac{r_1}{r}\right)}{Q'}dr=\frac{b\left(r\omega-c_{1u}\frac{r_1}{r}\right)}{b_1\,r_1\,c_{1m}}dr.$$

Интегрирование в пределах от r до r_1 дает:

α) Для $b=b_1=\mathrm{const}$

$$\varphi=\frac{r^2-r_1^2}{r_1\,c_{1m}}\,\frac{\omega}{2}-\frac{c_{1u}}{c_{1m}}\ln\frac{r}{r_1}. \tag{58}$$

Правая сторона этого уравнения представляет собой разность полярного угла параболической спирали ($\varphi=kr^2$) и логарифмической спирали. Если $c_{1u}=0$, то логарифмическая спираль отпадает и неработающий конец лопатки при входе в колесо в случае, если b постоянно и $\alpha_0=90°$, представляет собой отрезок параболической спирали.

β) Для $c_m=c_{1m}=\mathrm{const}$

$$\varphi=\frac{r-r_1}{c_{1m}}\,\omega-\left(1-\frac{r_1}{r}\right)\frac{c_{1u}}{c_{1m}}. \tag{59}$$

При этом профиль лопатки определяется из разности полярного угла архимедовой спирали ($\varphi=kr$) и гиперболической спирали ($r\varphi=k$). При радиальном притекании воды последняя отпадает и лопатка очерчивается по архимедовой спирали.

При попытках выполнить концы лопаток нерабочими по уравнениям (58) и (59), гидравлически выгодные формы лопаток получаются только в особых случаях. Однако надо иметь в виду, что слабо действующий начальный участок лопатки, достаточно длинной в ее рабочей части, позволяет увеличивать допустимую высоту всасывания (§ 78a).

Заслуживает внимания то обстоятельство, что и при постоянной ширине колеса профиль неработающей лопатки очерчивается не по эвольвенте, а по спирали с очень сильно уменьшающимся углом β.

35. НЕСОВПАДЕНИЕ ДАННЫХ ОПЫТА С ВЫВОДАМИ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТРУЙНОЙ ТЕОРИИ

Коэфициенты полезного действия η у выполненных насосов средней величины лежат между 65 и 80%. Гидравлические к. п. д. η_h, не учитывающие потерь через зазор, потерь на трение рабочих колес о воду и на трение вала в подшипниках, должны быть больше указанных на 7—15%, т. е. равняться 72—90%, а в среднем — 80% [1]. Однако, если вычислить из данных опыта при помощи уравнения (22) величину $H_{th\infty}$ и определить отношение $\frac{H}{H_{th\infty}}$, то полученные значения η_h будут значительно меньше и будут лежать между 60 и 70% [2]. Таким образом, если бы мы взяли, исходя из общего к. п. д. η, значение η_h и по этому его значению определили бы $H_{th\infty}$, то практически мы получили бы для этого последнего слишком низкие значения, и рассчитанный по этим данным насос не дал бы потребного напора. Отсюда следует, что величина $H_{th\infty}$ не совпадает с величиной напора H_{th}, действительно развиваемого рабочим колесом, а значительно больше. Имея в виду, что эта разница может быть объяснена исключительно несоответствием приведенной выше теории действительной картине явления, вспомним введенные нами допущения.

Основным допущением, из которого выводится вся теория Цейнера, является допущение равенства скоростей и давлений для всех точек любой конаксиальной окружности (т. е. описанной из оси колеса), очевидно, что в действительности при конечном числе лопаток давление с передней (лобовой) стороны лопатки должно быть выше, чем давление с задней стороны лопатки, причем именно благодаря этой разности давлений насос может сообщать жидкости энергию.

Для настоящего времени влияние конечной ширины канала между лопатками учитывали при расчете тем, что, сохраняя тот же метод расчета — теорию одноразмерного течения (как и в элементарной теории турбин), величину значения коэфициента η_h, вводимую в расчет, принимали меньше действительной, или по Нейману [3] за наружный диаметр колеса принимали не окружность, проходящую через задние кромки лопатки, а окружность, проходящую через центр тяжести выходного сечения S_2 канала между рабочими лопатками (фиг. 62). Очевидно, что этот последний диаметр будет тем меньше [4], чем меньше число лопаток, так что и величина $H_{th\infty}$, полученная из основного уравнения, будет уменьшаться с уменьшением числа лопаток. Этот последний метод основан на устаревшем в настоящее время воззрении (см. выше § 32), при котором полагали, что воздействие лопатки на воду начинается по входному сечению AC и кончается на выходном сечении DE. Этот последний метод дает достаточное уменьшение удель-

---

[1] Для получения η_h нельзя просто добавить процентные значения потерь в зазоре и трения колеса и подшипников к величине η. Правильное соотношение дается уравнением (17) § 26.

[2] См. также Busse, Z. ges. Turbinenwes., 1909, стр. 20. Далее Gutmann, там же, 1915, стр. 277; Müller, Z. ges. Turbinenwes., 1919, стр. 173 и далее.

[3] См. работу Neumann'а, указанную в сноске к стр. 103.

[4] Eck-Kearton, Turbogebläse und Turbokompressoren., Berlin. Julius Springer 1929, стр. 76 (имеется русский перевод).

ной работы лопаток только в том случае, когда угол β_2 значительно отклоняется от 90°. Если же угол β_2 близок к 90°, то диаметр окружности, проходящей через центр тяжести указанных сечений, весьма близок к D_2, чем влияние конечного числа лопаток на $H_{th\infty}$ сводилось бы к весьма малым величинам. В действительности, однако, уменьшение передаваемой мощности при уменьшении числа лопаток еще значительнее при радиально кончающихся лопатках, чем при лопатках, загнутых назад. Также и при малых значениях отношений $\frac{r_2}{r_1}$, т. е. при большом числе коротких лопаток (как это часто встречается в вентиляторах), уменьшение мощности должно было бы стремиться к нулю. В действительности же вследствие малой длины лопаток мы имеем как раз обратное. Этот метод не может быть применим также при лопатках двоякой кривизны и совершенно теряет свой смысл при осевых лопатках, а также не может быть распространен на неподвижные направляющие лопатки.

В заключение надо указать, что не только выходная кромка лопатки имеет значение, но весьма важной является также и форма остальной части лопатки.

В следующей главе мы попытаемся при помощи методов, не более сложных, чем применявшиеся ранее, но основанных на более тщательном анализе работы колеса турбонасоса с конечным числом лопаток, притти к результатам, более пригодным для проведения расчетов.

Е. ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОГО ЧИСЛА ЛОПАТОК

36. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Уравнение (19) § 27 для величины давления за колесом пригодно и для того, чтобы определить давление на любом радиусе, если взамен u_2, c_2, w_2 подставить u, c, w, которые имеют место на окружности радиуса r. Если через h обозначить величину давления на этой окружности, измеренную в метрах водяного столба, а через h_0 — давление на окружности входа, то, пренебрегая трением, т. е. при $Z_1 = 0$, получим

$$h - h_0 = \frac{u^2 - u_1^2 + w_0^2 - w^2}{2g},$$

или

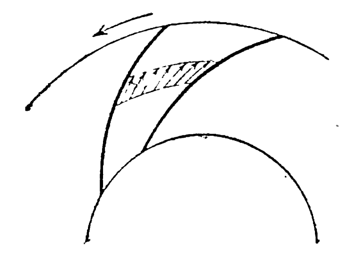
$$h + \frac{w^2 - u^2}{2g} = h_0 + \frac{w_0^2 - u_1^2}{2g} = \text{const.} \qquad (1)$$

Если считать, что число лопаток не является бесконечным и что отдельные струйки имеют различную форму, а также, что w и h в различных точках, лежащих на одном и том же радиусе, отличаются друг от друга, то приведенное уравнение годится лишь для одной струйки. Так как, однако, начальные значения h_0, u_1, w_0 при жидкости, не завихренной у входа в колесо, равны для всех струек и постоянная в правой части остается одной и той же, то уравнение (1) может быть распространено на всю жидкость, протекающую через колесо.

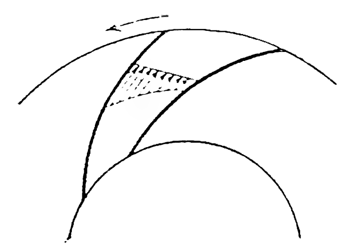
Это уравнение является **уравнением энергии для относительного движения**. Оно заменяет во вращающихся каналах уравнение Бернулли, которое в этом случае уже неприложимо, так как относительное течение в центробежном насосе, как будет указано в дальнейшем, в действительности является вихревым. Разница между уравнением Бернулли и приведенным уравнением сводится к наличию члена $\frac{-u^2}{2g}$. Отсюда также следует, что основанный на уравнении Бернулли метод построения картины токов не пригоден для вращающихся каналов. Для окружности одного и того же радиуса, т. е. для $u = \text{const}$, уравнение (1) принимает снова вид уравнения Бернулли.

37. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ДАВЛЕНИЯ И СКОРОСТЕЙ

Если бы давления с обеих сторон лопатки были одинаковы, то они не вызывали бы никакой результирующей силы на эту лопатку и делали бы невозможной передачу работы. Отсюда следует, что в действительности давление на переднюю сторону лопатки должно быть больше, чем на заднюю сторону. Из уравнения, выведенного в предыдущем параграфе для относительного движения идеальной жидкости, следует, что при постоянном радиусе, т. е. при постоянном u, скорость должна уменьшиться при уменьшении давления. Иначе говоря, относительная скорость на окружности одного и того же радиуса должна изменяться примерно так, как это изображено на фиг. 69a. Таким образом при **конечном числе лопаток о равномерном распределении скорости, предполагаемом элементарной теорией, не может быть и речи. Относительная скорость у задней поверхности лопатки будет всегда больше, чем на ее передней стороне.**



Фиг. 69. Распределение относительных скоростей по элементарной теории турбин.



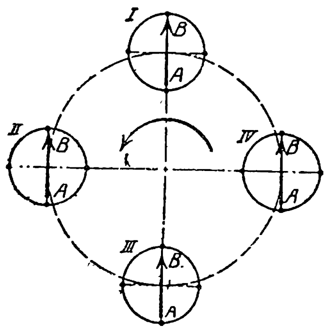
Фиг. 69a. Действительное распределение относительных скоростей (для невязкой жидкости).

Можно найти также и другое объяснение[1] этой разности в скоростях, если ясно представить себе последствия предположенного в уравнении (1) отсутствия трения в рассматриваемой жидкости. Вода притекает к колесу свободно, т. е. без вращения даже и в том случае, если частицы движутся по криволинейным траекториям. При входе в канал

---

[1] Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit, München u. Berlin 1918; или Strömungen im rotierenden Kanal, Z. ges. Turbinenwes., 1917, стр. 201.

между лопатками воде сообщается движение по окружности, но так как при отсутствии трения не могут развиваться тангенциальные силы, то абсолютное движение частиц попрежнему не имеет вращения[1], но как раз поэтому в относительном движении, т. е. по отношению к вращающемуся колесу, появится вращение, т. е. вихрь. Эта картина более ясно представлена на фиг. 70[2]. Шарообразный элемент воды будет сохранять свое направление AB при безвихревом движении. Однако по отношению к своей круговой траектории он будет иметь относительное вращение, противоположное вращению колеса. Если в положении I он направлен радиально, то в положении II его направление станет тангенциальным, в III — снова радиальным, но измененным на 180°, и в IV — снова тангенциальным.



Фиг. 70. Относительное вращательное движение элемента воды, противоположное вращению колеса.

Если представить себе пространство между лопатками замкнутым с обеих сторон, то идеальная жидкость будет иметь по отношению к колесу непрерывное вращательное движение вокруг некоторой неподвижной, находящейся в центре, точки; это изображено на фиг. 71.

Любая частица должна осуществлять относительное вращательное движение (вихрь) с отрицательной угловой скоростью ω.

При открытом с концов канале этот „относительный вихрь" меняет свой вид, так как окружности, внешняя и внутренняя, не являются более линиями тока (фиг. 72)[3]. Однако приведенные рассуждения сохраняют свою силу и для этого случая. Если имеет место протекание жидкости через каналы, то результирующий поток можно получить согласно § 5, если геометрически складывать скорости для каждой точки. Сквозное течение („протекание"), налагающееся на относительное вихревое течение, подчиняется тем же законам, что и течение в неподвижных каналах, т. е. остается невихревым. Однако результирующее течение всегда имеет вихрь с угловой скоростью ω.

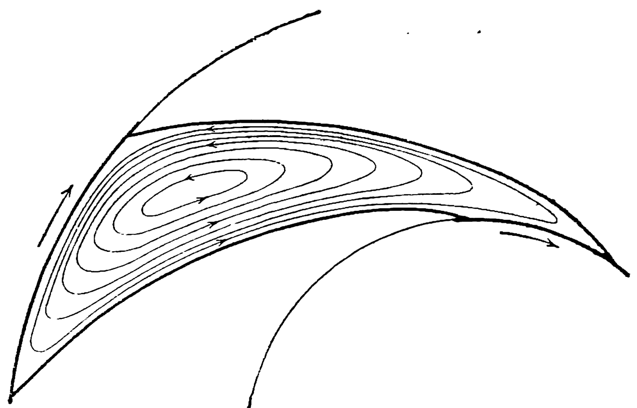
---

[1] Абсолютный поток в колесе остается потенциальным, несмотря на изменение количества энергии.

[2] Brown Boveri Mitt., апрель 1919 г. до июня 1920 г.

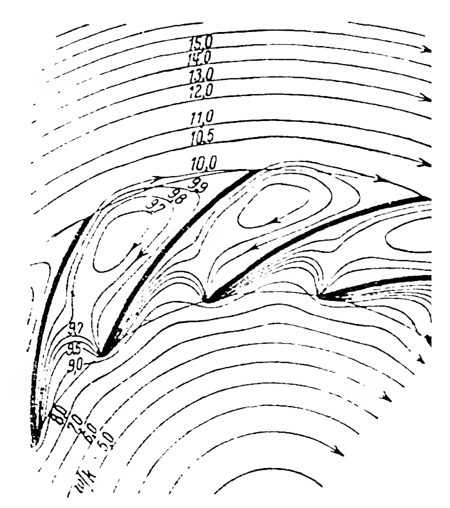
[3] Фигура изображает поток, полученный сложением относительно кругового потока и отрицательного циркуляционного (фиг. 79—81). Первый создается вследствие „вытесняющего" действия лопатки, аналогичного действию наклонной пластинки, движущейся в воде прямолинейно и горизонтально (т. е. не вдоль своей поверхности), но только в данном случае имеет место вращение, т. е. относительный вихрь. Циркуляционный же поток неизбежно вызывается, как это указано в § 23, срывающимися с концов лопаток вихрями и автоматически приобретает то напряжение, которое нужно для обеспечения тангенциального стекания. Обозначение „Вихревое течение" должно быть сохранено за этим суммарным течением ради большей наглядности. Картина токов фиг. 72 взята из работы Oertli, Untersuchung der Wasserströmung durch ein rotierendes Zellen-Kreiselrad (Диссертация, Zürich 1923). Кроме того, см. Spannhake, Z. angew. Math. Mech, 1925, тетр. 6, стр. 481; Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule Karlsruhe, тетр. 1 (1930), стр. 10 и след.: Z. angew. Math. Mech., 1929, тетр. 6, стр. 466.

Таким образом протекающая жидкость[1] имеет в общем различные скорости вдоль одной и той же окружности, причем, однако, эти скорости всегда имеют направление от центра к периферии. Так как вих-



Фиг. 71. Картина токов для воды, находящейся в замкнутом канале (относительный вихрь в канале).

ревое течение на передней стороне лопатки направлено противоположно течению протекания, то благодаря этому у передней стенки лопатки получаются малые результирующие скорости. Что касается задней стенки лопатки, то у нее результирующие скорости являются суммой абсолютных величин слагающих скоростей. Таким образом в результате рассмотрения этого процесса мы пришли к тем же выводам о распределении скоростей, что и при уравнении энергии, приведенном выше.



Фиг. 72. Относительный вихрь в открытых каналах при расходе через колесо, равном нулю (относительное течение-вытеснения с циркуляцией, необходимой для тангенциального стекания). Нанесенные цифры соответствуют расходам в трубках тока.

Благодаря увеличению неравномерности скоростей относительный вихрь увеличивает также разность давлений на лопатку, способствуя, таким образом, передаче энергии жидкости[2]. При отсутствии относительного вихря в канале различие скоростей при свободном протекании возможно согласно § 5 лишь постольку, поскольку его вызывают изменения направления и площади сечений[3].

---

[1] Она должна обладать циркуляцией, необходимой для тангенциального стекания, так что нужная по уравнению (80) § 24а циркуляция Γ_s обусловлена частью круговым потоком-вытеснения, частью потоком протекания.

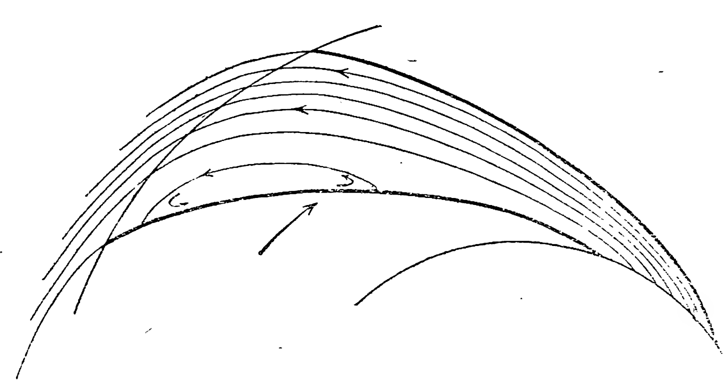
[2] Собственно циркуляционной части упомянутого в предыдущей сноске кругового потока-вытеснения.

[3] Собственно циркуляционной части чистого протекания (см. выше сноску 1).

Фиг. 73 дает картину суммарного относительного течения. При выходе из колеса различие скоростей постепенно сглаживается, так как

Фиг. 73. Картина токов в канале при нормальном расходе.

действие лопаток прекращается и на некотором расстоянии от колеса образуется вполне равномерное распределение скоростей.



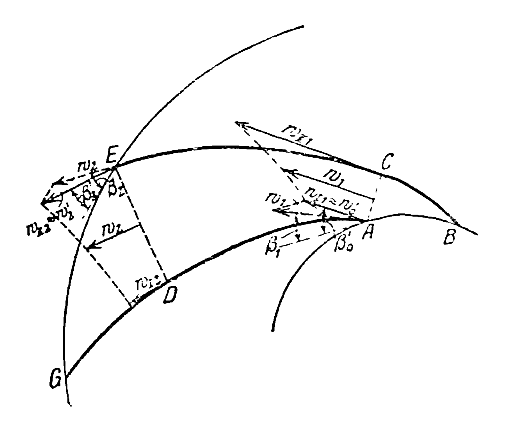
Фиг. 74. Картина токов при сравнительно малых расходах.

Если при протекании через колесо имеют место малые скорости, то вследствие наложения вихревого движения с передней стороны лопатки они легко могут стать отрицательными, т. е. в части канала появится обратное течение (фиг. 74). Так как относительный вихрь не зависит от течения протекания, то это изменение направления скорости

на обратное образуется во всяком насосе, как только величина расхода станет меньше некоторой определенной величины. Форма лопаток оказывает большое влияние на возникновение обратных токов: они возникнут тем позже, чем больше скорость на передней стороне лопатки в неподвижном канале по сравнению со скоростью на задней ее стороне. Загнутые назад лопатки являются в этом смысле значительно более выгодными, чем загнутые вперед.

38. ПРИЧИНЫ, ВЫЗЫВАЮЩИЕ УМЕНЬШЕНИЕ МОЩНОСТИ ДЛЯ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ В СВЯЗИ С УМЕНЬШЕНИЕМ ЧИСЛА ЛОПАТОК

Как видно из фиг. 71 и 72, скорость относительного вихревого движения на внешней окружности направлена обратно окружной скорости колеса. Поэтому поток у выхода будет отклоняться в направлении, обратном вращению, и тангенциальная слагающая c_{2u} абсолютной скорости на выходе будет уменьшаться. На фиг. 73 изображены треугольники скоростей: $A_2B_2C_2$ является треугольником скоростей, соответствующим бесконечно большому числу лопаток; этот треугольник соответствует воззрениям, приведенным ранее, в главе D. Относительная скорость w_2 согласно этим воззрениям направлена под углом β_2 и соответствует равномерному распределению скоростей по всей окружности выхода. Благодаря наличию относительного вихря эта относительная скорость w_2 отклоняется в направлении, обратном вращению, так что после выравнивания скоростей мы имеем треугольник $A_2'B_2C_2$ с относительной скоростью w_2'. Абсолютная скорость $c_2' = \overline{B_2A_2'}$ имеет тангенциальную слагающую c_{2u}', которая меньше c_{2u} на величину $\varkappa_2 u_2 = \overline{A_2'A_2}$; на столько же меньше и переданная жидкости работа [уравнение (21) § 27], так как в нем c_{2u}' заменяет c_{2u}. Точки A_2 и A_2' лежат на прямой, параллельной u_2, так как расход жидкости, а следовательно, и меридиональная слагающая остаются постоянными.



Фиг. 75. Распределение скоростей на входе, вызывающее отклонения у входа и выхода.

Причину отклонения можно объяснить еще иначе и в более общем виде[1]. Как можно видеть из различия расстояний между линиями тока на фиг. 73, скорости увеличиваются, если итти по линии DE, прохо-

[1] Объяснения, данные ранее, имеют в виду ту часть давления на лопатку (или соответственно циркуляцию), которое вызвано круговым потоком-вытеснения, а не ту, которая зависит от протекания (см. сноску 2 на стр. 119). Поэтому это объяснение к осевым колесам не подходит.

щей через точку E и нормальной к направлениям линий тока. Такого распределения скоростей можно было ожидать, так как в точке D имеется бо́льшее давление, чем в точке E. Так как в точке E имеется давление, равное давлению за колесом, то соответствующая ей скорость w_{II2} (фиг. 75) по уравнению (1) незначительно отличается от уже выравнявшейся за колесом скорости w_2', в то время как скорость w_{I2} частицы, находящейся в точке D, меньше и поэтому должна увеличиваться при движении частицы к выходу. Следовательно, в области EDG имеет место приращение скорости. Так как ширина канала у выхода изменяется мало, то средняя скорость по линии DE примерно равняется w_2, так что последняя меньше, чем имеющаяся на окружности выхода средняя (выравнявшаяся) скорость w_2', приблизительно равная w_{II2}. Из условия, что $w_2 < w_2'$, следует необходимость отклонения скорости выхода назад, так как

$$w_2' \sin \beta_2' = w_2 \sin \beta_2 = c_{2m},$$

для чего должно быть $\beta_2' < \beta_2$. Надо при этом иметь в виду, что это отклонение происходит на некотором определенном участке пути.

Если пренебречь толщиной лопатки у выхода из колеса, то в треугольнике $A_2'B_2C_2$ (фиг. 73) можно заменить индексы $_2'$ (два, прим) индексом 3. Иначе говоря, из треугольника $A_2'B_2C_2$ получается треугольник $A_3B_2C_2$. Во всех случаях $c_{2u}' = c_{3u}$.

Если провести подобные рассуждения в отношении входа в колесо. то можно притти к заключению, что втекающая вода должна отклоняться в направлении, обратном вращению (фиг. 73). Давление на лопатку при входе, как и в случае несущего крыла (фиг. 168а), образуется, главным образом, за счет разрежения на задней стороне лопатки[1]. В точке A (фиг. 75) давление, таким образом, больше и относительная скорость w_{I1} меньше, чем в противоположной точке C. В области ABC имеется, таким образом, увеличение скорости (ускорение), так что вода входит в канал между лопатками, как в область с пониженным давлением. При этом давление в точке A примерно совпадает с давлением у входа в колесо и w_{I1} отличается лишь очень мало от относительной скорости w_0' притекающей воды[2]. С другой стороны, средняя скорость по линии AC должна примерно равняться относительной скорости w_1, имеющейся при равномерном распределении скоростей в потоке, направленном под углом β_1, так как при входе ширина канала изменяется очень незначительно. Таким образом $w_0' < w_1$, а так как $w_0' \sin \beta_0' = w_1 \sin \beta_1 = c_{1m}$, то угол лопатки β_1 должен быть меньше угла β_0', соответствующего относительной скорости притока при отсутствии отклонения и соответствующего углу β_1, определенному в § 31. Приведенный там способ вычислений дает преувеличенное значение угла входа β_1, причем это преувеличение равно величине отклонения и, таким образом, ведет к слишком большой ширине каналов при входе в колесо. Это расхождение тем больше, чем меньше число лопаток[3].

[1] На это указывает фиг. 169 (распределение давления по радиальной лопатке).

[2] Скорость w_0' численно равна скорости w_1 (глава IV) и отличается от w_0 только за счет влияния конечной толщины лопаток (фиг. 54 или 58а).

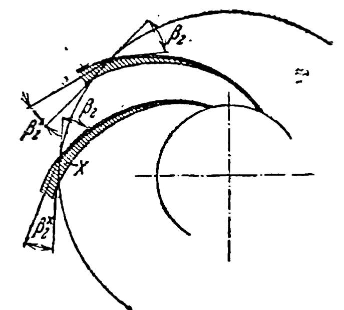
[3] На значительные уменьшения угла β_1 при невязкой жидкости указывает фиг. 93.

На передачу мощности колесом отклонение струи при входе не имеет никакого влияния, если отсутствуют потери на удар, так как теоретически безразлично, каким образом происходит течение жидкости от состояния ее при входе до состояния ее при выходе из колеса. Тем не менее, отклонение при входе в колесо должно учитываться, так как угол лопатки β_1 должен быть меньше на величину $\beta_0' - \beta_1$, чем тот, который получается, если принять число лопаток бесконечно большим. Точно так же при выходе из колеса угол β_2 должен быть больше, чем средний угол выхода из колеса движущегося относительно него потока. Так как изменение угла при входе в колесо вызывает уменьшение, а изменение угла при выходе — увеличение тангенциальной слагающей скорости (фиг. 73), то, основываясь на уравнении (21) § 27, можно утверждать, что конечность числа лопаток требует увеличения угла лопаток на входе и выходе из колеса с целью получения расчетного напора или наоборот (т. е. при углах, соответствующих бесконечно большому числу лопаток) приводит к отклонению потока при выходе из колеса, дающему уменьшение напора по сравнению с H_{th}.

При радиальных колесах отклонение при входе сравнительно мало, и им можно пренебречь хотя бы потому, что оно компенсируется сжатием струи при входе.

39. УМЕНЬШЕНИЕ МОЩНОСТИ ЗА СЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВЯЗКОСТИ

Разобранные выше явления отклонения струй весьма сильно изменяются из-за влияния вязкости. В § 23 в связи с фиг. 50 указывалось, что увеличение скорости (оно согласно фиг. 69а и 73 имеет место и в колесах насосов), образующееся на задней стороне (сверху) несущего крыла, вследствие наличия трения о стенки не может быть восстановлено в давление без потерь и поэтому на задней стороне лопатки образуются срывы потока. Получающиеся, таким образом, „мертвые" зоны[1] X (фиг. 76) ведут к отклонению от стекания по касательной, т. е. к уменьшению угла β_2 до β_2^x, а также (согласно указаниям § 30) к уменьшению мощности колеса, т. е. циркуляции. Для наших дальнейших рассуждений важно утверждение, что также и это уменьшение мощности, обусловленное действием вязкости, получается за счет конечной нагрузки лопаток, так как именно последняя вызывает повышенные скорости на задней их стороне. Опыты[2] показывают, что при обычных, сильно загнутых назад, лопатках, величина этого мертвого пространства при уменьшении расхода растет весьма значительно.



Фиг. 76. Уменьшение действительного угла выхода β_2 до β_2^x за счет образования мертвого пространства у задней стороны лопатки.

[1] См. Oertli, сноска 3 стр. 118; Carrard, Отчет об испытаниях турбокомпрессоров фирмы Brown Boveri & Cie. [Techn. mod., Paris, т. 15 (1923), стр. 65 и след. или Stodola, Dampf- und Gasturbinen, дополнение к 5-му или 6-му изданию, стр. 23, Berlin (1923)].

[2] Fischer, Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, 1931, тетр. 4.

При этом большую роль играет удар при входе. Благодаря непредусмотренному в § 38 отклонению относительной скорости при входе в колесо от направления начального элемента лопаток срыв может иметь место уже при входе в колесо, как у крыла со слишком большим углом атаки. При расходах, больших нормального, отклонение относительной скорости при входе в колесо образует соответствующее мертвое пространство на передней стороне, которое согласно нашим прежним рассуждениям должно иметь место только при неполной нагрузке (фиг. 74). Таким образом мы видим, что вязкость вызывает явления как раз противоположные по своему характеру тем, которых можно ожидать от идеальной жидкости. Однако эти мертвые пространства под влиянием центробежной силы не остаются устойчивыми и поэтому не получают большого распространения.

С другой стороны, вязкость действует таким образом, что к работам нормальных сил прибавляется также и работа сил тангенциальных. Кроме того, „относительный вихрь" в пространстве между лопатками частично затухает и, таким образом, не так сильно уменьшает мощность, как это нами принято для случая идеальной жидкости, и наконец, на окружности колеса имеет место турбулентный обмен частицами (см. конец § 24 и начало § 26), который вызывает бесполезное увеличение удельной работы лопаток (фиг. 125а), сильно зависящее от конструкции направляющего аппарата. Этим и *объясняется факт не столь значительного уменьшения передаваемой мощности, чем то, которое можно было бы ожидать при идеальной жидкости,* хотя наличие вихревых зон у задней стенки лопаток должно было бы привести к еще более значительному уменьшению мощности, чем это соответствует теоретической схеме. Указанное снижение в уменьшении мощности особенно отчетливо сказывается (§ 42а) при круто заканчивающихся лопатках, когда вихревые зоны, как уже указывалось, вероятно, весьма неустойчивы и легко смываются активным потоком.

40. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ОТСУТСТВИИ ТРЕНИЯ

Приведенные в конце последнего параграфа рассуждения указывают, что движение действительной жидкости во вращающихся каналах значительно более сложно, чем движение жидкости идеальной. Для получения действительной картины и возможности подсчета различных величин необходимо поэтому пользоваться данными опыта. Однако знакомство с идеальным потоком облегчает понимание действительных процессов. Поэтому явления при течении идеальной жидкости будут разобраны нами несколько глубже. Тот, кто интересуется лишь применением сказанного нами к расчетам, может пропустить этот параграф.

а) Графический метод. Можно итти путем, указанным в § 5с. При этом сперва изображают на-глаз картину токов и затем постепенным приближением исправляют ее, используя для этого выводимое ниже соотношение, которым заменяется уравнение (9) § 5.

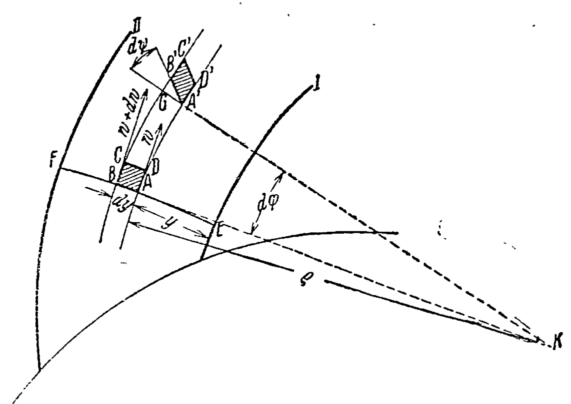
Для этой цели мы рассмотрим плоское радиальное течение между двумя параллельными и двумя перпендикулярными к оси стенками, т. е. случай колеса постоянной ширины b. Если мы разрежем по поверхности токов, т. е. плоскостью, перпендикулярной оси, один из каналов, образованный лопатками I и

II (фиг. 77) и будем рассматривать первоначально прямоугольный элемент *ABCD* со стороной $AB = dy$, лежащей на линии *EF*, нормальной к траекториям, то угловая скорость вращения элемента определится, как средняя арифметическая угловых скоростей сторон *AB* и *AD*[1]. Положение элемента по прошествии бесконечно малого отрезка времени dt пусть будет $A'B'C'D'$. Изменение угла *AB* будет тогда

$$\sphericalangle BKG + \sphericalangle B'A'G = d\varphi + d\psi,$$

и угла *AD*

$$\sphericalangle BKG = d\varphi.$$



Фиг. 77. Часть канала радиального колеса.

Таким образом угловая скорость равна

$$\frac{1}{2}\,\frac{2d\varphi + d\psi}{dt} = \omega. \qquad (2$$

Эта последняя согласно § 38 должна быть равна угловой скорости колеса и иметь обратное направление. Если обозначить через:

w — относительную скорость точки *A*;
$w + dw$ — относительную скорость точки *B*;
ρ — радиус кривизны траектории в точке *A*;
y — длину (развернутую) линии *EA*, то

$$d\varphi = \frac{\overline{AA'}}{\rho} = \frac{w\,dt}{\rho}, \qquad (3)$$

$$d\psi = \frac{\overline{GB'}}{\overline{A'G}} = \frac{\overline{BB'} - \overline{BG}}{A'G} = \frac{(w + dw)\,dt - (\rho + dy)\,d\varphi}{dy} =$$

$$= \frac{(w + dw)\,dt - \rho\,d\varphi - dy\,d\varphi}{dy},$$

а если подставить из уравнения (3) величину $d\varphi$:

$$d\psi = \left(\frac{dw}{dy} - \frac{w}{\rho}\right)dt. \qquad (4)$$

Подставив значение из уравнений (3) и (4) в уравнение (2), получаем следующее диференциальное уравнение для относительного потока:

$$\frac{dw}{dy} + \frac{w}{\rho} = 2\,\omega, \qquad (5)^{2}$$

---

[1] См. также 1-ю сноску к § 5, b. Далее Horace Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, немецкий перевод Elise Helly, Leipzig u. Berlin 1931.

[2] Другой вывод уравнения (5) см. 1-е немецкое издание этой книги § 34. Наличие относительного вихря определяется там из распределения сил на колеса.

где ω равна угловой скорости колеса. При $\omega=0$ это уравнение превращается в дифференциальное уравнение абсолютного потока, т. е. совпадает с уравнением (4) § 5. Оно имеет место также для колеса переменной ширины в том случае, если в середине меридиональное течение оказывается радиальным.

При интегрировании уравнения (5) надо помнить, что радиус кривизны ρ вообще зависит от y. Уравнение решается помощью подстановки $\mu = e^{\int \frac{dy}{\rho}}$.

Для $y=0$, т. е. для передней стороны лопатки или $w = w_I$, интеграл принимает вид

$$w = w_I e^{-\int_0^y \frac{dy}{\rho}} + 2\omega e^{-\int_0^y \frac{dy}{\rho}} \int_0^y e^{\int_0^y \frac{dy}{\rho}} dy. \qquad (6)$$

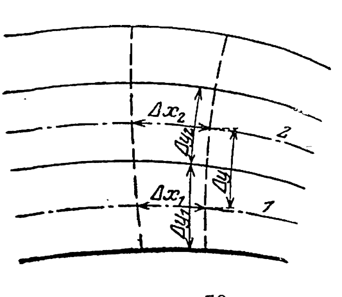
или, если подставить

$$A \equiv e^{\int_0^y \frac{dy}{\rho}}, \qquad (7)$$

то получим

$$w = \frac{1}{A}\left(w_I + 2\omega \int_0^y A\,dy\right). \qquad (8)^1$$

Согласно уравнению (9) § 5 первый член правой части уравнения (6) представляет собой скорость при свободном протекании по неподвижному каналу. Знак минус в показателе объясняется тем, что центр кривизны выбран в сторону отрицательных значений y. Второй член уравнения (6) изменяется в зависимости от ω. Во всяком случае этот член не представляет собой распределения скоростей чистого вихря (т. е. „вытесняющего" и соответствующего циркуляционного течения — фиг. 72), а соответствует течению при $w_I = 0$, которое устанавливается при начинающемся обратном повороте линий тока (фиг. 74). Из уравнения (6) можно также определить распределение скоростей идеального вихря, если w_I будет таким, что расход жидкости равен нулю, т.е. $\int_0^a w\,b\,dy = 0$, где a есть длина нормали EF.



Фиг. 78.

Исследование приведенной выше картины токов при помощи уравнения (8) значительно труднее, чем при безвихревом течении (§ 5 с), так как в уравнении (8) имеются два различных интеграла [2]. С другой стороны, криволинейные четырехугольники не являются более подобными, а изменяются (согласно фиг. 78) по следующему закону [3], который получаем из простых преобразований уравнений (5) и (8)

$$\frac{\Delta x_2}{\Delta y_2} = \frac{\Delta x_1}{\Delta y_1} + \frac{2\omega}{q}\Delta y_1 \cdot \Delta x_1. \qquad (9)$$

Здесь q — расход через одну трубку тока при ширине колеса $b=1$, меняющий свой знак при изменении направления скорости. Практическое применение этого уравнения, однако, затрудняется некоторой запутанностью в его структуре.

[1] Уравнение (8) было получено другим путем Флюгелем в его диссертации, упомянутой на стр. 25.

[2] См. также Closterhalfen, Z. angew. Math. Mech., 1926, стр. 69.

[3] См. 1-е издание этой книги стр. 84 или v. Mises, Theorie der Wasserräder, Leipzig 1908, стр. 37.

Из уравнения (9) следует соответственно § 37, что ширины Δy_1, Δy_2 и т. д. трубок тока с удалением от передней стороны лопатки уменьшаются, т. е. скорости w растут.

Чтобы картина была правильной, она должна удовлетворять кроме уравнений (8) и (9) еще следующим пограничным условиям:

1. Стекание с концов лопаток должно быть тангенциальным. Для чего в этой точке не должно быть различия в скоростях с обеих сторон лопатки, т. е. стекающие там трубки тока должны иметь одинаковую ширину. Для входа это условие удовлетворяется только при отсутствии удара.

2. На некотором определенном расстоянии перед и за колесом скорости вдоль одной и той же конаксиальной окружности должны выравниваться. После этого выравнивания линии тока имеют форму относительных траекторий вихревого источника, абсолютные пути которых при постоянной ширине канала являются логарифмическими спиралями (фиг. 15). Их очертание соответствует неработающим лопаткам, для которых уравнения были приведены в § 34с. Наклон линий тока за каналами колеса при увеличении радиуса должен поэтому сильно уменьшаться. Так как удовлетворить эти пограничные условия оказывается весьма затруднительным, то можно рекомендовать и при этом графическом методе сперва изображать картины трех разобранных ниже, в разделе „b", потоков, а затем объединять их (по методу параллелограма — см. § 5, конец п. с).

Из картины токов при помощи уравнения (1) можно вычислить также распределение давлений вдоль по лопатке, т. е. можно определить результирующую силу как разность давления на обеих ее сторонах; также может быть подсчитана и работа лопатки.

b) Применение аналогии с мембраной (§ 5, конец п. с). Особого внимания заслуживает весьма наглядная аналогия потока с нагруженной мембраной [1], причем линиям тока соответствуют горизонтали, получающиеся путем пересечения деформированной мембраны горизонтальными плоскостями, находящимися друг от друга на равных расстояниях. Наиболее просто применяется этот метод для получения изображения (фиг. 71) относительного вихря в закрытом канале, так как для этого случая можно получить горизонтали, если натянуть резиновую пленку по всему периметру канала и затем подвергнуть ее давлению. Применяя эту аналогию к потоку в открытом канале, проводят разложение (предложенное Ортли и развитое Шпанхаке) картины токов на следующие элементы:

α) Относительный круговой поток-вытеснения (вихрь в канале без циркуляции), при котором лопатки вытесняют воду, не сообщая ей циркуляции, т. е. не производя работы, и который на некотором расстоянии от лопаток переходит в круговое вихревое движение (фиг. 42). Мембрана натягивается на концентричное относительно колеса кольцо возможно большего (теоретически бесконечного) диаметра и прикрепляется к кромкам лопаток колеса, которое должно быть уравновешено от сил тяжести, и затем вся мембрана подвергается равномерному давлению. Это последнее должно быть пропорционально числу оборотов. Картина токов дана на фиг. 79.

β) Абсолютный поток протекания (источник), т. е. течение через покоящееся колесо, которое до него и за ним переходит в безвихревой, т. е. радиальный поток, даваемый источником. К мембране возможно большего

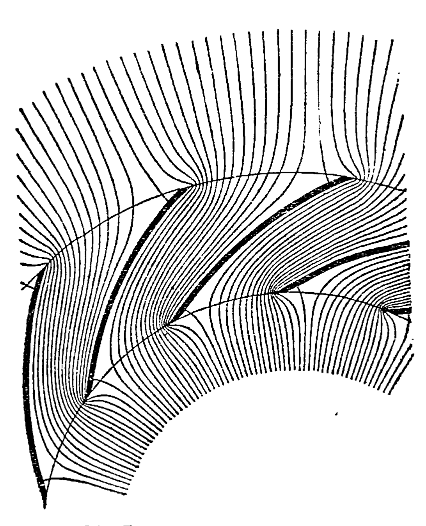
---

[1] Диференциальное уравнение для определения прогибов мембраны f при напряжении T и равномерно распределенном давлении p имеет вид $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = \frac{p}{T}$ и совпадает с уравнением потока, если вместо прогиба f подставить функции тока ψ (§ 5d), вместо наклона $\frac{\partial f}{\partial x}$ и $\frac{\partial f}{\partial y}$ поверхности подставить скорости, перпендикулярные к оси x и к оси y, а вместо $\frac{p}{T}$ — удвоенную скорость вращения равномерно распределенных вихрей, т. е. 2ω. Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit usw., стр. 136 и след., München u. Berlin 1918; Stodola, Die Dampfturbinen, изд. 5 или 6, Berlin 1923, стр. 824.

внешнего диаметра, изогнутой по винтовой поверхности, прикрепляются ступенями уравновешенные лопатки таким образом, что их кромки остаются горизонтальными. Шаг винтовой поверхности является мерой расхода (интенсивности источника). Такой поток изображен на фиг. 80.

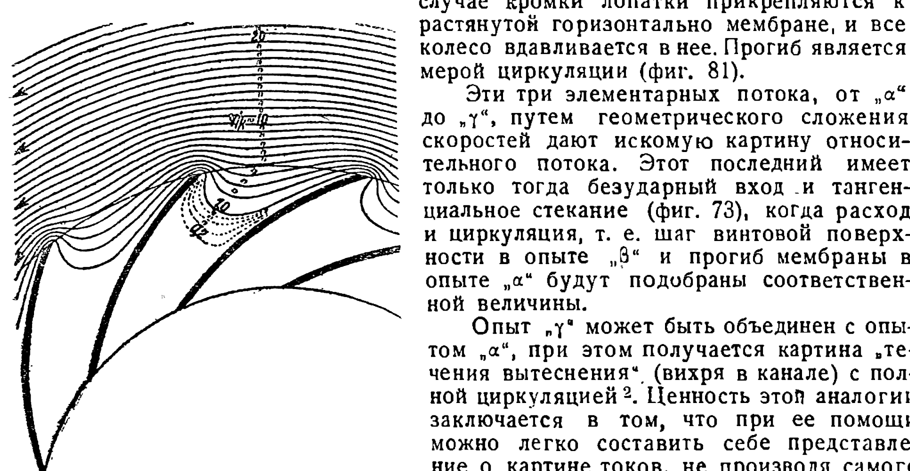


Фиг. 79. Вихрь в канале без циркуляции (относительное течение — вытеснения)[1].



Фиг. 80. Поток протекания (колесо в покое)[1].

γ) Абсолютный циркуляционный поток опять-таки в неподвижном колесе, который вне его переходит в потенциальный вихрь (фиг. 9). В этом случае кромки лопатки прикрепляются к растянутой горизонтально мембране, и все колесо вдавливается в нее. Прогиб является мерой циркуляции (фиг. 81).



Фиг. 81. Циркуляционный поток (колесо в покое).

Эти три элементарных потока, от „α" до „γ", путем геометрического сложения скоростей дают искомую картину относительного потока. Этот последний имеет только тогда безударный вход и тангенциальное стекание (фиг. 73), когда расход и циркуляция, т. е. шаг винтовой поверхности в опыте „β" и прогиб мембраны в опыте „α" будут подобраны соответственной величины.

Опыт „γ" может быть объединен с опытом „α", при этом получается картина „течения вытеснения" (вихря в канале) с полной циркуляцией[2]. Ценность этой аналогии заключается в том, что при ее помощи можно легко составить себе представление о картине токов, не производя самого опыта.

При желании получить численные значения, необходимо, понятно, проводить лабораторные опыты.

[1] Фиг. 79, 80 и 81 взяты из работы Oertli, указанной в сноске 3 стр. 118.

[2] На фиг. 72 указана часть циркуляции, вызванной круговым потоком (вытеснения).

с) Применение конформного отображения. В 1925 г. Шпанхаке[1] (Spannhake) проделал чисто аналитическое исследование потока, причем он употреблял только что описанное разложение потока на три его составные части.[2] Эти последние могут быть получены методом конформных отображений, так как они являются в абсолютном движении невихревыми, т. е. течениями потенциальными. Метод дал при применении к различным частным случаям весьма ценные результаты. Особенно удачно можно при помощи этого способа исследовать поведение лопаток, очерченных по логарифмическим спиралям ($\beta_1 = \beta = \beta_2$), с чем мы встретимся еще в § 42а. Точно так же могут быть основательно изучены лопатки любой формы, однако при этом приходится пользоваться помощью кропотливых графических методов[3], требующих навыка в применении конформного отображения.

Методы, описанные в разделах „а", „b" и „с", для инженера-практика, даже в случае особо важных заданий, слишком громоздки. Применение их ограничивается случаем плоского потока, т. е. колесом постоянной ширины. Они непригодны для насосов с направляющими лопатками, так как тогда относительный поток благодаря воздействию направляющих лопаток перестает быть установившимся. Точно так же они не учитывают и влияния вязкости, которое согласно § 39 значительно меняет все дело. Поэтому, несмотря на всю ценность результатов, которые могут быть получены описанными методами, мы все же попытаемся найти более простые и технически более пригодные приближенные методы, вводя в них потребные поправки, определяемые из опыта.

41. ИЗМЕНЕНИЕ ОСНОВНОГО УРАВНЕНИЯ

Несмотря на то, что траектории в относительном движении являются весьма различными, количество энергии, получаемое отдельными линиями тока, оказывается одинаковым, так как влияние лопаток не прекращается на окружности выхода и начинается еще до входа жидкости на лопатки. Влияние лопаток распространяется тем дальше за окружность выхода, чем дальше отстоят друг от друга лопатки, и в случае отсутствия направляющих лопаток прекращается, строго говоря, лишь в бесконечности. Практически же можно считать, что выравнивание потока происходит на расстоянии, равном ширине канала. То, что увеличение энергии для всех частиц невязкой жидкости одинаково, непосредственно вытекает из того, что абсолютный поток за колесом остается невихревым, т. е. содержит неизменное количество энергии, подобно тому, как то было и до колеса.

Так же как при бесконечном числе лопаток по уравнению (21) § 27

$$H_{\infty} = \frac{1}{g}(u_2 c_{2u} - u_1 c_{0u}), \qquad (10)$$

---

[1] Z. angew. Math. Mech., 1925, тетр. 6, стр. 48 или Hydraulische Probleme. VDI-Verlag, 1926. Впоследствии появились работы S ö r e n s e n, Z. angew. Math. Mech., 1927, тетр. 2; W. S c h u l z, там же, 1928, тетр. 1 и B u s e m a n n, там же, 1928, тетр. 5, которые относятся к лопаткам, очерченным по логарифмическим спиралям. См. далее Mitt. Inst. Strömungsmasch. Techn. Hochschule Karlsruhe, 1930, тетр. 1.

[2] S t o d o l a, Dampf- und Gasturbinen, изд. 5, 1922, стр. 824.

[3] S p a n n h a k e u. B a r t h, Z. angew. Math. Mech., 1929, стр. 466; P a v e l, Verh. 3. internat. Kongr. techn. Mech., Stockholm 1930; W e i n i g, Z. angew. Math. Mech., 1930, стр. 434; W e i n e l, Z. angew. Math. Mech., 1932, стр. 65.

действительная работа лопаток H_{th} может быть выражена

$$H_{th} = \frac{1}{g}\left(u_2 c_{2u}' - u_1 c_{0u}\right). \tag{11}$$

При этом $c_{2u}' = c_{3u}$ равно тангенциальной составляющей абсолютного потока при выходе, которая получится, если выровнявшийся на некотором расстоянии от колеса поток мысленно переместить в обратном направлении до самого колеса.

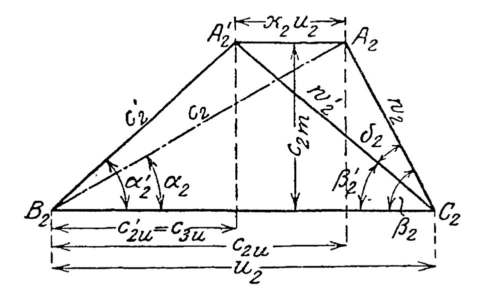
При нормальном притекании воды к колесу, т. е. при $c_{0u} = 0$, имеем

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g} c_{2u}, \tag{10a}$$

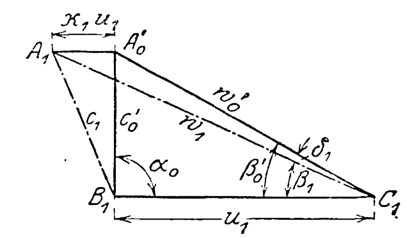
и действительная работа лопаток

$$H_{th} = \frac{u_2}{g} c_{2u}' = \frac{u_2}{g} c_{3u}. \tag{11a}$$

Диаграмма скоростей для выхода из колеса приобретает вид, изображенный на фиг. 82, причем $A_2B_2C_2$ представляет собой треугольник



Фиг. 82. Диаграмма скоростей для выхода (при учете отклонения).



Фиг. 83. Диаграмма скоростей для входа (при учете отклонения).

скоростей, соответствующий одноразмерной теории, и $A_2'B_2C_2$, соответствующий действительным соотношениям. Точки A_2 и A_2' лежат на прямой, параллельной u_2, так как расход и скорость c_{2m} остаются неизменными. Уменьшение тангенциальной составляющей равно

$$A_2A_2' = \varkappa_2 u_2 = c_{2u} - c_{2u}'.$$

Действительный выровнявшийся поток на выходе соответствует, следовательно, воображаемому колесу с бесконечным числом лопаток, но с уменьшенным углом выхода β_2', так что имеет место изменение угла выхода на величину $\delta_2 = \beta_2 - \beta_2'$.

Изменение тангенциальной слагающей наблюдается также и при входе, при этом оно имеет величину $\varkappa_1 u_1$ и имеет значение только в том смысле, что оно изменяет угол безударного входа. Соответствующая диаграмма дана на фиг. 83 для $\alpha = 90^\circ$ и $c_{0u} = 0$, причем здесь $A_0'B_1C_1$ соответствует отсутствию отклонения, а $A_1B_1C_1$ — наличию его. Изменение угла равно здесь $\delta_1 = \beta_0' - \beta_1$.

Резюмируя, можно сказать, что треугольники скоростей $A_2'B_2C_2$ и $A_0'B_1C_1$ определяют нагрузку и угол направляющих лопаток; треугольники же $A_2B_2C_2$ и $A_1B_1C_1$ — определяют углы лопаток колеса.

Для того чтобы вполне ясно различать отдельные обозначения, они приведены ниже.

Индекс 0 относится к жидкости, не подвергающейся еще влиянию колеса (треугольник $A_0B_1C_1$ фиг. 58а).

Индекс 0 вместе со знаком „прим" (например, c_0') относится к потоку у входа в канал при учете сужения его вследствие конечной толщины лопаток, но без учета отклонения (треугольник $A_0'B_1C_1$), т. е. $c_0' = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ (соотношение то же, что и при бесконечном числе лопаток, там только вместо этого индекса стоит 1).

Индекс 1 относится к потоку при входе в колесо, суженное вследствие конечной толщины лопаток, при *равномерном* отклонении всех линий тока, так что траектории относительного движения направлены под углом β_1, получающимся при безударном входе (треугольник $A_1B_1C_1$).

Индекс 2 относится к потоку у выхода из колеса, суженному толщиной лопаток, причем траектории относительного движения наклонены под углом β_2 по отношению к окружности (треугольник $A_2B_2C_2$; соотношения, как при бесконечно большом числе лопаток).

Индекс 2 вместе со знаком „прим" (например, c_2') относится к потоку у выхода из колеса, суженного вследствие конечной толщины лопаток, при учете отклонения, появляющегося из-за прекращения влияния лопатки, и в предположении, что скорости выравниваются уже на окружности колеса (треугольник $A_2'B_2C_2$).

Индекс 3 относится к тому же месту потока, что и предыдущий, но с учетом замедления, вызываемого заострением концов лопаток. Соответственный, не изображенный на фиг. 82, треугольник скоростей $A_3B_2C_2$ получается из $A_2'B_2C_2$ так же, как на фиг. 56 треугольник $A_3B_2C_2$ из $A_2B_2C_2$ $(c_{3u} = c_{2u}')$.

Выражение для давления в зазоре пишется для $\alpha_0 = 90°$ и для $c_{0u} = 0$ согласно уравнению (21а) § 28, в котором w_2 заменяем через w_2':

$$H_p = \frac{u_2^2 - w_2'^2 + c_0^2}{2g} - Z_I, \tag{12}$$

или, если учесть, что обычно $c_0 \approx c_{2m}$,

т. е.

$$w_2'^2 - c_0^2 \approx (u_2 - c_{3u})^2,$$

то получим

$$H_p = \frac{u_2^2 - (u_2 - c_{3u})^2}{2g} - Z_I = \frac{c_{3u}}{g}\left(u_2 - \frac{c_{3u}}{2}\right) - Z_I, \tag{12a}$$

или, так как по уравнению (11а)

$$c_{3u} = c_{2u}' = \frac{gH_{th}}{u_2},$$

$$H_p \approx H_{th}\left(1 - \frac{c_{3u}}{2u_2}\right) - Z_I = H_{th}\left(1 - \frac{gH_{th}}{2u_2^2}\right) - Z_I. \tag{12b}$$

При $Z_I = 0$ получаем коэфициент реактивности

$$\rho = \frac{H_p}{H_{th}} = 1 - \frac{c_{3u}}{2u_2} = 1 - \frac{gH_{th}}{2u_2^2}. \tag{12c}$$

При этом непосредственно за колесом в кинетическом состоянии находится доля сообщенной воде энергии:

$$H_{dyn} = \frac{c_2'^2 - c_0^2}{2g} \approx \frac{c_2'^2 - c_{2m}^2}{2g} = \frac{c_{3u}^2}{2g}. \tag{12d}$$

42. ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ЛОПАТОК И ОТКЛОНЕНИЯ ПРИ ВЫХОДЕ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ РАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАГРУЗКИ ПО ДЛИНЕ ЛОПАТКИ

Причиной уменьшения мощности является разность давлений на передней и задней сторонах лопатки, которая вызывает упоминавшееся выше (в § 38 и 39) различие скоростей с передней и задней сторон лопатки и образование мертвого пространства у ее конца. Нагрузка на лопатку достигает вблизи ее середины своей максимальной величины, к концам же лопатки она должна уменьшаться до нуля, поскольку имеет место безударный вход и тангенциальный выход. Для простоты, однако, примем, что сила, действующая на воду со стороны лопатки, равномерно распределена по длине последней и разность давлений по обе стороны лопатки внезапно обращается в нуль у ее концов [1]. В действительности подобное явление невозможно, однако

[1] Насколько предположение равномерной нагрузки лопаток соответствует действительности, показывает фиг. 169 из диссертации Хагмайера (Hagmayer). Как показывает последующий вывод, равномерное распределение нагрузки имеет место у лопаток, очерченных по логарифмической спирали и имеющих большую длину по сравнению с расстоянием между ними.

Отнесенная к единице длины лопатки (или радиуса) сила K дает следующую величину вращающего момента между радиусами r и $r + dr$

$$dM = zK\,dr\,r,$$

откуда на основании уравнения (77а) § 24

$$\frac{d(rc_u)}{dr} = \frac{g}{\gamma}\frac{dM}{Q\,dr} = \frac{g}{\gamma}\frac{zK}{Q}r. \tag{I}$$

Если K постоянно, то, интегрируя в пределах радиусов r и r_1, при $c_{1u} = 0$ имеем

$$rc_u = \frac{g}{\gamma}\frac{zK}{2Q}(r^2 - r_1^2), \tag{II}$$

т. е. кривая rc_u имеет вид параболы. Последнюю мы получим при $b = b_1$ и $\beta = \beta_1$, так как

$$rc_u = r(u - c_m \operatorname{ctg}\beta) = r\left(r\omega - c_1\frac{r_1}{r}\operatorname{ctg}\beta\right),$$

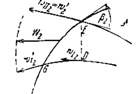
допускаемая нами ошибка легко может быть исправлена впоследствии. Точно так же вначале мы будем пренебрегать образованием мертвого пространства у концов лопаток.

Если рассматривать (фиг. 84) нормальную линию ED, проходящую через конец лопатки E и пересекающую канал, то величина скорости в точке E может считаться равной относительной скорости выравнявшегося движения w_2' (фиг. 73 или 82), потому что эта точка граничит с пространством за колесом. Скорость, имеющая место в точке D нормали, или, что то же, на передней стороне лопатки w_{12} за счет уменьшающегося давления лопатки, должна увеличиваться и достигать величины w_2' непосредственно за выходной кромкой лопатки.

Если принять, как это было уже высказано, распределение нагрузки по лопатке постоянным до ее конца G, что дает отличие от действительного явления только для передней стороны лопатки, то выравнивание скоростей потока совершается скачком, и в точке G мы имеем скорость w_{12}' согласно уравнению

$$w_2'^2 - w_{12}'^2 = 2 g \tau \Delta h_2, \qquad (13)$$

где Δh_2 — разность давлений на передней и задней сторонах лопатки у ее кромки, а τ — опытный коэфициент, который обусловлен отличиями наших предположений от действительности (в особенности уменьшением нагрузки вдоль по лопатке до нуля) и поэтому должен быть меньше единицы.



Фиг 84 Распределение скоростей на выходе при равномерном распределении давления на лопатку.

Нагрузка вдоль по лопатке, принятая нами постоянной, равна для единицы длины лопатки

$$K = \gamma \cdot \Delta h \cdot b = \gamma \cdot \Delta h_2 \cdot b_2 = \gamma \cdot \Delta h_1 \cdot b_1 \qquad (13a)$$

и может быть легко определена при заданной мощности машины. Если обозначить через M момент, передаваемый лопатками, то, с одной стороны, он будет равен

$$M = z \int_{r_1}^{r_2} \gamma \quad \Delta h\, b\, dx\, r = z K \int_{r_1}^{r_2} r\, dx\,.$$

Последний интеграл является не чем иным, как статическим моментом средней линии тока AB в меридиональном сечении (фиг. 85) относительно оси вращения. Если обозначать этот момент через S, то M будет равно

$$M = z K S = z \gamma \Delta h_2 b_2 S\,. \qquad (13b)$$

или, так как $c_1 = u_1 \operatorname{tg} \beta_1 = r_1 \omega \operatorname{tg} \beta$,

$$r c_u = \omega (r^2 - r_1^2). \qquad (III)$$

В случае логарифмической спирали имеем, таким образом, из уравнений (II) и (III)

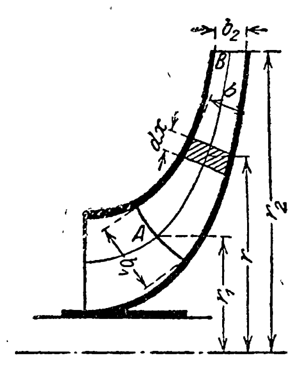
$$\frac{g}{\gamma} \frac{zK}{2Q} = \omega$$

Относительная скорость w изменяется здесь по равносторонней гиперболе, так как сечения растут пропорционально r.

С другой стороны M определяется секундной работой лопаток $\gamma Q' H_{th}$. Если подставить величину H_{th} из уравнения (11a), а Q' заменить через $2\pi r_2 b_2 c_{2m}$, то

$$M = \frac{\gamma Q' H_{th}}{\omega} = \frac{\gamma Q'}{g} r_2 c_{3u} = \frac{\gamma}{g} 2 r_2^2 \pi b_2 c_{2m} c_{3u}. \tag{13c}$$

Приравнивая оба выражения (13b и 13c), получаем



Фиг. 85. Сечение колеса.

$$g \Delta h_2 = 2\pi \frac{r_2^2}{zS} c_{2m} c_{3u} \tag{14}$$

или, если заменить $g\Delta h_2$ по уравнению (13), то получим

$$w_2'^2 - w_{I2}'^2 = 4\tau\pi \frac{r_2^2}{zS} c_{2m} c_{3u}.$$

Если выделить постоянные величины и обозначить их

$$a \equiv \tau\pi \frac{r_2^2}{zS}, \tag{15}$$

то получим

$$w_2'^2 - w_{I2}'^2 = 4 a c_{2m} c_{3u}. \tag{16}$$

Ввиду постоянства нагрузки вдоль по лопатке мы должны принять для канала соотношения, характерные для канала бесконечно длинного. Поэтому средняя относительная скорость вблизи выхода будет приблизительно равна направленной под углом β_2 скорости w_2 при бесконечном числе лопаток. Если принять линейное распределение скоростей вдоль GE (фиг. 84 и 86), то будем иметь

$$w_2'^2 - w_{I2}'^2 = (w_2' + w_{I2}')(w_2' - w_{I2}') = 2 w_2 \cdot 2 (w_2' - w_2),$$

или согласно уравнению (16)

$$w_2 (w_2' - w_2) = a c_{2m} c_{3u}. \tag{17}$$

При помощи уравнения (17) мы имеем возможность определить w_2, т. е. треугольник $A_2 B_2 C_2$ и следовательно, угол лопатки β_2, тогда, когда задана мощность, или, что то же, треугольник $A_2' B_2 C_2$. Также и наоборот, можно определить w_2' и, следовательно, возможную тангенциальную слагающую c_{3u}, а также работу лопатки H_{th}, если задана форма лопатки.

Фиг. 86. Предполагаемое распределение скоростей на выходе.

Так как

$$\sin \beta_2 = \frac{c_{2m}}{w_2},$$

то уравнение (17) можно преобразовать

$$w_2' - w_2 = a c_{3u} \sin \beta_2. \tag{17a}$$

Чтобы найти соотношение между c_{3u} и c_{2u} введем в уравнение (17a) вместо w_2 и w_2' величины c_{2u} и β_2, подставляя (из фиг. 82)

$$w_2 = \frac{1}{\cos \beta_2}(u_2 - c_{2u}), \quad w_2' = \sqrt{(u_2 - c_{3u})^2 + c_{2m}^2},$$

$$c_{2m} = (u_2 - c_{2u}) \operatorname{tg} \beta_2.$$

Получаем квадратное уравнение относительно $\frac{c_{3u}}{u_2}$, решая которое, имеем

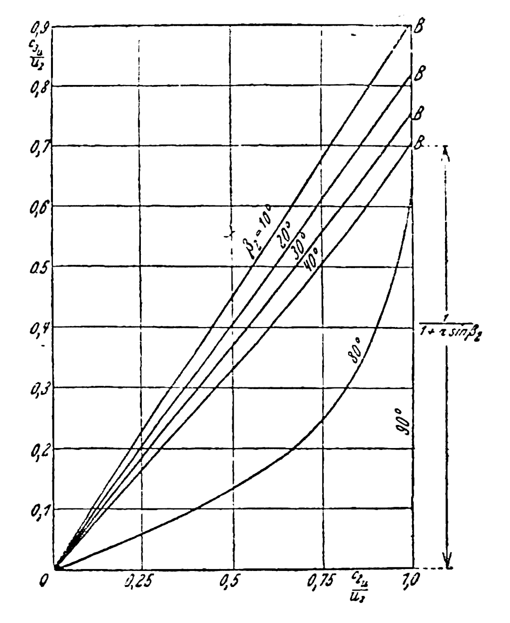
$$\frac{c_{3u}}{u_2} = \frac{A \overset{(+)}{-} \sqrt{A^2 - (1 - a^2 \sin^2 \beta_2)\left(2 - \frac{c_{2u}}{u_2}\right) \frac{c_{2u}}{u_2}}}{1 - a^2 \sin^2 \beta_2}, \tag{18}$$

причем здесь для краткости было введено обозначение

$$A \equiv 1 + a \operatorname{tg} \beta_2 - \frac{c_{2u}}{u_2} a \operatorname{tg} \beta_2. \tag{18a}$$

Так как по уравнениям (10a) и (11a) величины c_{3u} и c_{2u} пропорциональны соответственно H_{th} и $H_{th\infty}$, то уравнение (18) дает искомое соотношение между H_{th} и $H_{th\infty}$. Для упрощения уравнения на диаграмме фиг. 87 нанесены значения $\frac{c_{3u}}{u_2}$ в зависимости от $\frac{c_{2u}}{u_2}$ для углов $\beta_2 = 10°$, $20°$, $30°$, $40°$, $80°$ и $90°$, причем a принято равным $^2/_3$. Можно видеть, что для углов $\beta_2 < 40°$, наиболее часто встречающихся в практике, полученные кривые весьма мало отличаются от прямых и поэтому можно на данном интервале заменять их прямыми OB, т. е. принять при постоянных β_2 и a отношение $\frac{c_{3u}}{c_{2u}}$ за постоянное. Точка B определяется величиной

$$\frac{c_{2u}}{u_2} = 1.$$



Фиг. 87. Зависимость между $\frac{c_{3u}}{u_2}$ и $\frac{c_{2u}}{u_2}$ по уравнению (17) для $a = \frac{2}{3}$.

При этом A будет равно единице ($A = 1$) и уравнение (18) дает

$$c_{3u} = \frac{c_{2u}}{1 + a \sin \beta_2},$$

или

$$c_{2u} = c_{3u}(1 + a \sin \beta_2). \tag{19}$$

Таким образом согласно уравнениям (10a) и (11a)

$$H_{th\infty} = H_{th}(1 + a \sin \beta_2). \tag{19a}$$

Если в соответствии с уравнением (15) ввести обозначение

$$a \sin \beta_2 = \frac{\tau \pi r_2^2}{z S} \sin \beta_2 \equiv p,$$

то уравнения (19) и (19а) можно написать в виде

$$c_{2u} = c_{3u}(1+p), \qquad (20)$$

$$H_{th\,\infty} = H_{th}(1+p), \qquad (21)$$

причем

$$p \equiv \psi \frac{r_2^2}{z S}, \qquad (22)$$

и если $\tau\pi \equiv k$, то коэфициент ψ равен

$$\psi = k \sin \beta_2. \qquad (23)$$

Введение числа p целесообразно потому, что оно является мерой уменьшения мощности, вызванного конечностью расстояния между лопатками. Замена $k \sin \beta_2$ через ψ освобождает нас от синусоидальной зависимости. Выведенные уравнения применимы к колесам всех видов, включая и турбинные [1].

По уравнениям (21) и (22), **та добавка к** H_{th}, **которая необходима для того, чтобы вести расчет колеса по элементарной одноразмерной теории** (§ 31), при том же β_2 **обратно пропорциональна числу лопаток** z **и отношению** $\frac{S}{r_2^2}$, **где** S — **статический момент линии тока** AB **относительно оси вращения.** Лопатки, имеющие малый размер в осевом направлении, дают большее уменьшение мощности, чем длинные, так как для них $\frac{S}{r_2^2}$ меньше [2]. Уменьшение мощности остается постоянным, если

$$\frac{r_2^2}{z S} = \text{const}. \qquad (24)$$

Уравнения (21) и (22) станут понятными, если обратить внимание на то, что давление на лопатку будет тем меньше, чем больше число лопаток и чем больше статический момент S, т. е. «несущая» длина лопатки, и далее на то, что лопатки стоят друг к другу тем ближе и, следовательно, поток направляется тем лучше, чем меньше радиус колеса r_2 по сравнению с $\frac{S}{r_2}$, т. е. несущей длиной лопатки.

---

[1] Engel, Die Rücklaufdrehzahlen von Keiselpumpen, диссертация, Braunschweig 1931.

[2] Проф. д-р Майзель (Харьков) выводит приближенное уравнение для определения работы лопатки (Известия Харьковского технологического института 1930 или его книга „К исследованию работы движения жидкости во вращающихся колесах"—на украинском языке). Так как это уравнение, несмотря на введение опытного коэфициента, соответствует действительности менее, чем вышевыведенное и, кроме того, так как оно не учитывает влияния длины лопатки, т. е. отношения радиусов $\frac{r_1}{r_2}$, то предлагаемый нами метод является более пригодным.

Уравнение (21) указывает также, что уменьшение мощности $H_{th\infty} - H_{th} = pH_{th}$ для неработающих лопаток равно нулю (как то и требуется), так как в этом случае $H_{th} = 0$.

Для радиальных лопаток

$$S = \int_{r_1}^{r_2} dr \cdot r = \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2),$$

т. е.

$$p = 2\frac{\psi}{z}\frac{r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} = 2\frac{\psi}{z}\frac{1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}. \tag{25}$$

$$H_{th\infty} = H_{th}(1 + p) = H_{th}\left[1 + 2\frac{\psi}{z}\frac{1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}\right]. \tag{25a}$$

При обычной для практики величине $r_2 = 2r_1$

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{8}{3}\frac{\psi}{z}\right). \tag{26}$$

При осевых лопатках

$$r_2 = r_1 = r \quad \text{и} \quad S = re,$$

где e (фиг. 170) обозначает размер лопатки в направлении оси вращения. Таким образом

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{\psi}{z}\frac{r}{e}\right). \tag{26a}$$

При лопатках двойной кривизны (рассматриваемых ниже в главе L) величина

$$S = \int_{r_1}^{r_2} r\,dx \text{ определяется как } \sum_{r_1}^{r_2} r \cdot \Delta x,$$

т. е. путем снесения (проецирования) маленьких участков Δx (5 или 10 *мм*) на соответствующую линию тока меридионального сечения. Тогда

$$S = \Delta x \sum_{r_1}^{r_2} r, \tag{27}$$

т. е. равняется произведению Δx на сумму радиусов центров тяжести отрезков Δx.

В случае применения промежуточных лопаток (фиг. 255 и 257) следует подставить следующее значение величины zS в уравнение (22):

$$zS = z_1 S_1 + z_2 S_2, \tag{28}$$

причем индекс 1 относится к длинным, а индекс 2—к коротким (промежуточным) лопаткам.

Между углами абсолютной скорости выхода α_2 и α_2', соответствующими бесконечному и конечному числу лопаток, имеется по фиг. 82 соотношение

$$\operatorname{tg}\alpha_2' = \frac{c_{2u}}{c_{3u}} \operatorname{tg}\alpha_2$$

или по уравнению (20)

$$\operatorname{tg}\alpha_2' = (1+p)\operatorname{tg}\alpha_2. \qquad (29)$$

Отсюда имеется возможность вычислить угол отклонения $\alpha_2' - \alpha_2$ абсолютной скорости выхода.

Если подставить в уравнения (38) и (36) § 31 величины $H_{th\infty}$ и $\operatorname{tg}\alpha_2'$, получаемые из уравнений (21) и (29), то получим уравнения

$$u_2 = \sqrt{gH_{th}(1+p+\operatorname{tg}\alpha_2' \operatorname{ctg}\beta_2)}, \qquad (30)$$

$$c_{2m} = \frac{u_2}{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_2' + \operatorname{ctg}\beta_2}, \qquad (31)$$

необходимые для расчета колес при заданном угле выхода α_2'.

Принимая во внимание конечную толщину лопаток, будем иметь

$$\operatorname{tg}\alpha_2' = \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} \operatorname{tg}\alpha_3, \qquad (32)$$

где α_3 — угол абсолютной скорости выхода непосредственно за колесом.

42а. СРАВНЕНИЕ С ТОЧНЫМИ РАСЧЕТАМИ ДЛЯ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ И С ОПЫТАМИ. ВЫБОР ОПЫТНЫХ КОЭФИЦИЕНТОВ

Вышеприведенные выводы наиболее хорошо соответствуют случаю лопаток, изогнутых по логарифмической спирали, так как согласно 1-му примечанию к § 42 давление вдоль лопаток (при бесконечно длинном канале) распределяется в этом случае равномерно. Для подобных лопаток Буземанн (Busemann) провел аналитическое исследование потока идеальной жидкости методом конформных отображений [1]. Из его вычислений, представленных в виде кривых, можно взять величины, соответствующие безударному входу, и по ним для сравнения с тем, что дает уравнение (22), определить величину коэфициента уменьшения мощности p. За величину расхода при безударном входе принимается та, которая может быть определена по § 31а, т. е. без учета отклонения при входе, так как в практике, для того чтобы избегнуть слишком узкого входа на лопатки, принято (в случае радиальных лопаток) не учитывать этого отклонения. Для колеса с отношением радиусов $\frac{r_1}{r_2} = 0{,}445$ [2] имеем кривую p в зависимости от β_2, изображенную на фиг. 88. Для $\beta_2 = 0$ расстояние между лопатками становится равным нулю, и соответственно $p = 0$; при увеличении угла β_2 величина p возрастает. Это находится в соответствии с уравнением (25), поскольку ψ растет вместе с β_2 [уравнение (23)]. Изображая значение p соответственно расчетам Буземанна, в зависимости от z получаем изображенное на фиг. 88а семейство кривых, характер которых соответствует гиперболической зависимости от z в уравнении (25). Далее, на фиг. 88b даны величины p в зависимости от $\frac{r_1}{r_2}$ для угла $\beta_2 = 20°$ и различных значений x. Вид кривых точно так же соответствует уравнению (25).

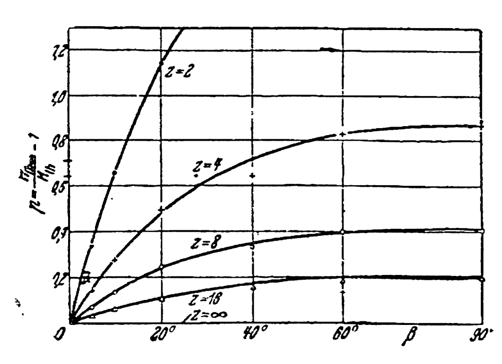
---

[1] Z. angew. Math. Mech., т. 8 (1928), стр. 372.

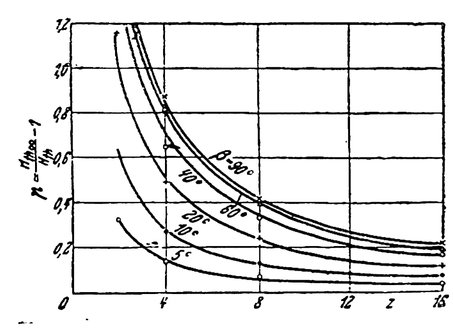
[2] Соответственно размерам испытывавшегося насоса, описанного в нижеупомянутых работах Шульца и Шредера (см. сноску 2 и 3 на стр. 140).

Если определять из данных Буземанна величину k уравнения (23), то получим кривые (нанесены сплошными линиями) фиг. 89, дающие при $\frac{r_1}{r_2} = \text{const} = 0{,}445$ зависимость k от β_2 для различных z. То обстоятельство, что эти линии почти сливаются, указывает прежде всего, что зависимость от числа лопаток, данная уравнением (22), соответствует действительности. Но при увеличении β_2 число k уменьшается довольно значительно. Если принять для ψ вместо уравнения (23) зависимость

$$\psi = k'\sqrt{\sin\beta_2}, \tag{33}$$



Фиг. 88. Зависимость от β.

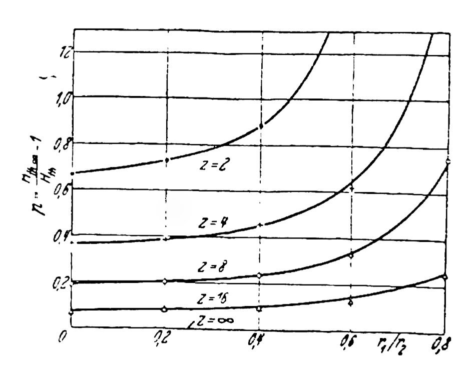


Фиг. 88a. Зависимость от z.

Фиг. 88 и 88а. Коэфициент уменьшения мощности p для лопаток, очерченных по логарифмической спирали, работающих в идеальной жидкости по Буземанну для $\frac{r_1}{r_2} = 0{,}445$.

то для величины k' получим кривые, изображенные на фиг. 89 пунктиром, которые для углов выше 20° почти горизонтальны, для меньших же углов изменяются в обратную сторону по сравнению с изменением величины k. В общем в практически важных пределах эта зависимость[1] дает весьма хорошие совпадения при $k' = 1{,}4$, в то время как при очень малых углах изменение ψ становится пропорциональным величине, лежащей между $\sin\beta_2$ и $\sqrt{\sin\beta_2}$. Если же принять для ψ прямую синусоидальную зависимость, то наиболее подходящей для уравнения (23) будет величина $k = 2$.

То, что зависимость ψ от отношения радиусов $\frac{r_1}{r_2}$ выражена уравнением (25) достаточно хорошо, показывает фиг. 89a, на которой изображены значения ψ при $\beta_2 = 20°$ в зависимости от $\frac{r_1}{r_2}$. Заметные отклонения от постоянной величины ψ, которая определяется уравнением (33) при $k' = 1{,}4$ или уравнением (23) при $k = 2$, наблюдаются только при большой величине отноше-

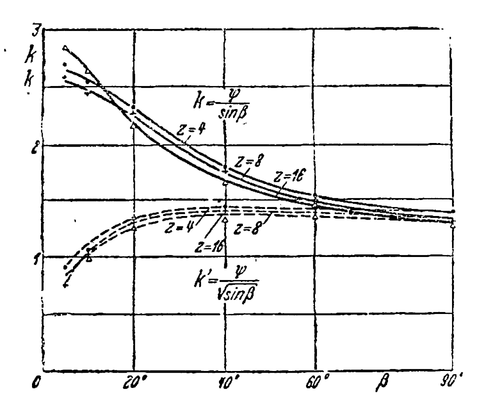


Фиг. 88b. Коэфициент уменьшения мощности p в зависимости от $\frac{r_1}{r_2}$ для лопаток, очерченных по логарифмической спирали с углом $\beta = 20°$ для идеальной жидкости по Буземанну.

[1] Уравнение (33) может быть выведено как прямая синусоидальная зависимость, если вместо прямолинейного распределения скоростей, данного на фиг. 86, принять распределение, измененное соответственно этому.

ния радиусов и малом числе лопаток — комбинации практически невозможной, так как лопатки при этом не перекрывают друг друга в радиальном направлении [уравнение (28b) § 31]. При больших значениях отношения радиусов не приходится рассчитывать на хорошее совпадение также и потому, что лопатки, очерченные по логарифмической спирали, при безударном входе становятся все более и более нерабочими и точное пользование кривыми Буземанна становится все более и более трудным [1].

Сравнение с результатами расчетов Буземанна указывает, что приведенный выше приближенный метод качественно хорошо соответствует идеальной жидкости и что количественное совпадение может быть получено путем подбора соответственных коэфициентов. Однако сравнение с расчетами Буземанна недостаточно для полного выяснения пригодности выведенных уравнений.



Фиг. 89. Коэфициенты k и k', определенные по фиг. 88 или 88а в зависимости от β.

Фиг. 89а. Коэфициент ψ, определенный по фиг. 88b в зависимости от $\frac{r_1}{r_2}$.

Во-первых, лопатка, очерченная по логарифмической спирали, является частным случаем, при котором расход жидкости при условии безударного входа растет во вполне определенном соотношении с углом выхода β_2. Впоследствии (в § 56) будет показано, что при увеличении расхода воды при прочих равных условиях коэфициент уменьшения мощности p увеличивается. Во-вторых, при других формах лопаток давления на них распределяются иначе. Например, для лопатки с неработающим участком на выходе (в соответствии с § 34) приходится применять значительно меньшую величину ψ, чем при равномерно нагруженной лопатке. Далее, как показывает опыт, значительное влияние оказывает наличие направляющего аппарата за колесом. Наконец, влияние сил вязкости (§ 39) не может быть оставлено без внимания.

В конечном итоге окончательный ответ на вопрос о пригодности того или иного метода может дать только опыт. В дальнейшем приведены исследования, проведенные в руководимой автором лаборатории Шульцем [2] и Шредером [3] (Schulz und Schröder) с колесом диаметра 235 *мм*, при которых изменялись в больших пределах число и форма лопаток. При этом диаметр входа D_1 оставался постоянным и равным 105 *мм*. Эти опыты будут в дальнейшем еще расширены. При печатании этой книги также и указанные опыты Шредера не были еще полностью обработаны.

Опыты Шульца (фиг. 90) относятся к очерченным по логарифмической спирали лопаткам толщиной в 4 *мм* при безлопаточном направляющем аппарате, в то время как у Шредера (фиг. 91—92а) применялись лопатки в 3,5 *мм* толщиной с постоянным углом входа $\beta_1 = 25°$ и различными углами вы-

---

[1] Этим же обусловлено и мало вероятное само по себе пересечение линий ψ для $z = 4$ и $z = 8$.

[2] Schulz, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307, стр. 27.

[3] См. диссертацию Шредера.

хода β_2, т. е. лопатки совершенно другой формы. Шредер применял, далее, кроме безлопаточного аппарата также поворотные направляющие лопатки, которые он для каждого колеса устанавливал в наиболее выгодном положении. Все приведенные здесь результаты опытов относятся к числу оборотов $n = 1\,400$ в минуту. На диаграммах нанесены сплошными линиями отношения $p_L = \frac{H_{th\infty}}{H_{thL}} - 1$, причем $H_{t_hL} = H_{th} + Z_a$, т. е. равно работе лопатки H_{th} плюс приходящиеся на 1 *кг* жидкости потери Z_a (турбулентный обмен импульсами) на окружности выхода и определенные из уравнения (5) § 26, т. е. путем измерения N, Q, Q_{sp}, N_r и N_m. Эти значения p_L соответствуют ординатам p фиг. 88 с той разницей, что потеря на турбулентный обмен на окружности выхода также учтена. Действие этой потери можно сравнить с действием тормоза. Таким образом, строго говоря, эта величина должна была бы быть выделена так же, как, скажем, трение в подшипниках или трение диска (колеса) о воду, если бы только ее определение было бы возможно с достаточной точностью.

Таким образом эта потеря проявляется в виде некоторого увеличения мощности. Как этим, так и другими влияниями вязкости, упомянутыми в § 39, должно объяснить то, что все значения p_L оказываются меньше значений p, вычисленных Буземанном.

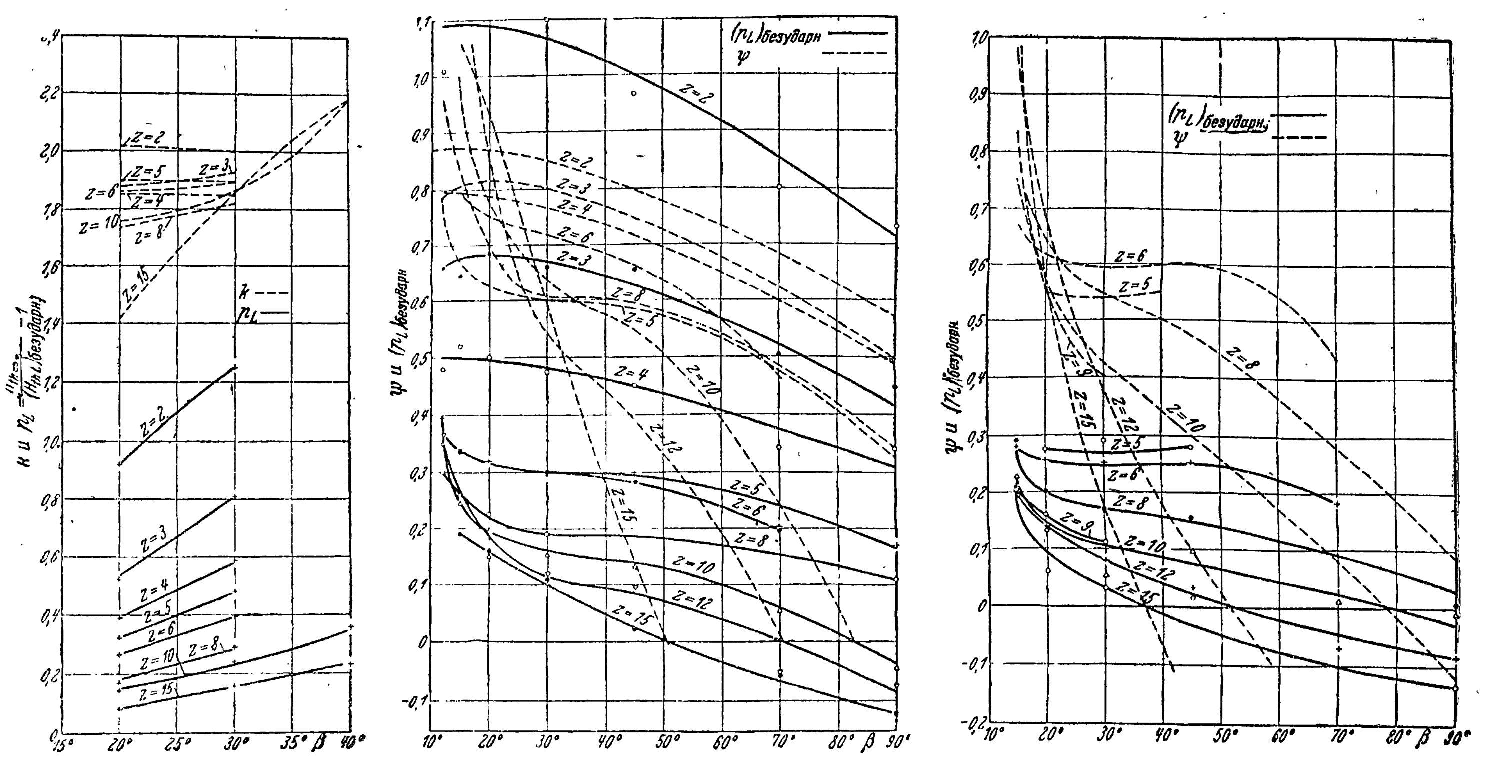
Сравнение кривых указывает прежде всего, что при лопатках, очерченных по логарифмической спирали, употреблявшихся Шульце (фиг. 90), величина p_L увеличивается при увеличении β_2, что соответствует предыдущим рассуждениям [1]. При этом закономерность их изменения достаточно точно соответствует синусоидальной зависимости уравнения (23). Это явствует из незначительного расхождения между собой кривых k (пунктирных) фиг. 90, причем следует обратить внимание на то, что число лопаток $z = 15$ может встретится на практике лишь при $\beta > 30°$ из-за опасения получить чрезмерно узкий вход.

Совсем наоборот ведут себя кривые p_L для лопаток Шредера, значительно отличающихся от логарифмических спиралей, особенно же кривые фиг. 91 и 91а, которые соответствуют расходам при безударном входе и которые при увеличении β_2 почти везде снижаются. Там, где лопатки Шредера приближаются по форме к логарифмической спирали, т. е. при $\beta_2 = 25°$, значения кривых фиг. 91 кое-как совпадают с кривыми Шульце, в то время как в общем они меньше последних и в случае расхода, обеспечивающего безударный вход (фиг. 91 и 91а), при больших z и больших β_2 приближаются к нулю. При этом следует иметь в виду, что большое число лопаток при постоянном угле $\beta_1 = 25°$ приводит к практически недопустимым сужениям на входе.

Лопатки Шульце имели постоянное отношение углов $\frac{\beta_2}{\beta_1} = 1$, в то время, как у лопаток Шредера это отношение возрастало пропорционально β_2 до величины, во много раз большей единицы. Ввиду этого расхождение итогов обоих опытов можно объяснить увеличением потерь в виде обмена импульсами, поскольку последний растет вместе с отношением $\frac{\beta_2}{\beta_1}$. Это в самом деле имеет место, так как согласно § 24 или § 56 (особо — фиг. 125а) потери, вызываемые обменом импульсами для неизменных условий выхода при уменьшении расхода (т. е. для разбираемого нами случая безударного входа), растут при уменьшении угла β_1. В том же направлении оказывает влияние и увеличение числа лопаток из-за пропорционально им увеличивающегося сужения входного сечения. На значение расхода, т. е. на степень заполнения выхода из канала, указывают также кривые, полученные по точкам с наилучшим к. п. д. (фиг. 92 и 92а), в которых линии p_L падают менее круто, так как расход (при наилучшем к. п. д.) для примененных колес с параллельными стенками растет вместе с β_2, несмотря на то, что угол входа β_1 остается постоянным.

Шредер определил приближенно теоретический напор H_{th} путем измерения полного напора $H_p + \frac{c_3^2}{2g}$ за колесом, таким образом влияние потери в виде обмена импульсами было устранено. Полученные таким путем значения вели-

[1] Нанесенные величины отличаются от данных в Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307, так как туда внесены некоторые исправления.



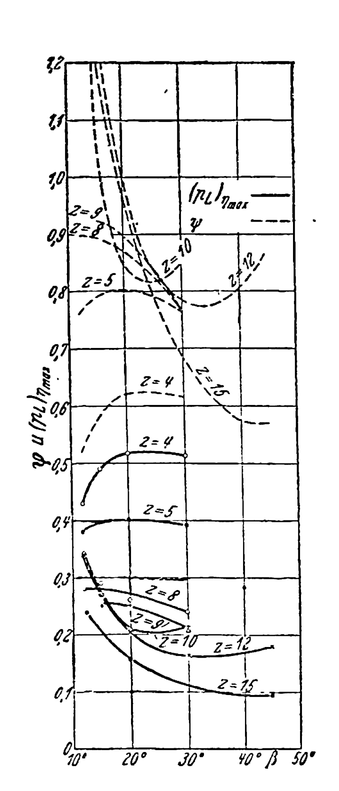
Фиг. 90. Коэфициент мощности p_L и коэфициент k, отнесенный к расходу, соответствующему безударному входу при лопатках, очерченных по логарифмической спирали и гладкому (безлопаточному) направляющему аппарату по опытам Шульца. Кривая p_l — сплошная. Кривая k — пунктир.

Фиг. 91, Безлопаточный направляющий аппарат. Расход при безударном входе.

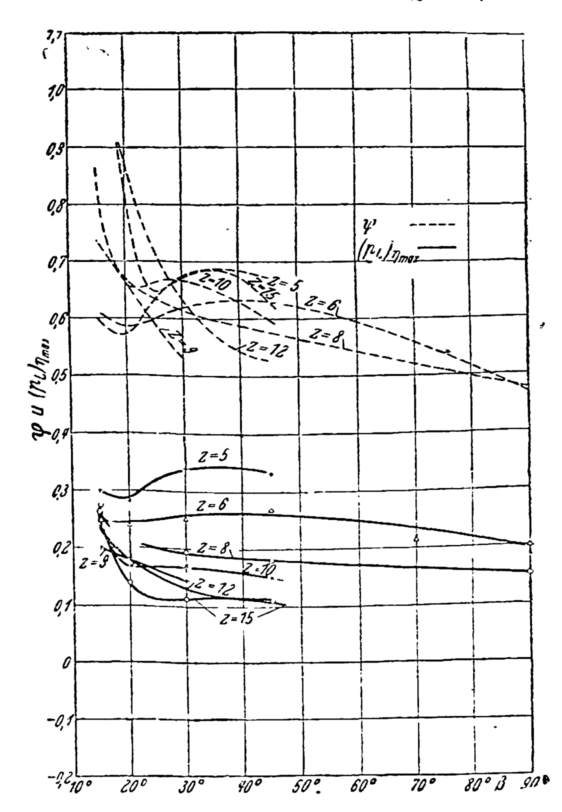
Фиг. 91а. Направляющий аппарат с лопатками. Расход при безударном входе.

Фиг. 91 и 91а. Коэфициенты уменьшения мощности p_L и соответствующий коэфициент ψ при нелогарифмических лопатках (по опытам Шредера).

чины p возрастают при увеличении β_2, но все же не столь сильно, как того можно было ожидать по уравнению (23). Поэтому можно заключить, что увеличение ширины канала снижает также и действительное (т. е. при исключении потерь на обмен Z_a) уменьшение мощности. Это же указывается и рядом других соображений [1], особенно если учесть то обстоятельство (§ 117), что



Фиг. 92. Безлопаточный направляющий аппарат. Расходы при максимальном к. п. д.



Фиг. 92а. Направляющий аппарат с лопатками. Расходы при максимальном к. п. д.

Фиг. 92 и 92а. Коэфициент уменьшения мощности p_L и коэфициент ψ для нелогарифмических лопаток по опытам Шредера.

---

[1] Если принять, что уменьшение мощности pH_{th} остается постоянным при изменении условий входа (т. е. расхода), но при постоянстве условий выхода, то простой подсчет дает следующее приближенное уравнение, связывающее величину ψ для рассмотренных и для логарифмических лопаток:

$$\psi = \psi_{log} \frac{1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \frac{b_1}{b_2} \frac{\operatorname{tg}\beta_1}{\operatorname{tg}\beta_2} \frac{t_1-\sigma_1}{t_1}}. \tag{33a}$$

Несмотря на возрастание ψ_{log} вместе с β_2, ψ может уменьшаться, так как в уравнении (33а) $\operatorname{tg}\beta_2$ стоит в знаменателе. Надо отметить увеличение ψ при увеличении β_1 или b_1. Для лопаток Буземанна ($b_1 = b_2$, $\beta_1 = \beta_2$, $\sigma_1 = 0$) уравнение (33а) дает $\psi = \psi_{log}$. Зибрехт (личное сообщение) получил на основании опыта следующую зависимость:

$$\psi = (1{,}7 + 13{,}3\, v^2) \sin\beta_2, \tag{33b}$$

где v дается уравнением (II) § 57.

непосредственный обмен импульсами у выхода из колеса несколько повышает полезную, передаваемую жидкости, работу лопаток H_{th}. Возможно также, что при лопатках, близких к радиальным, мертвые пространства § 39 благодаря центробежной силе не так устойчивы, как при лопатках, сильно загнутых назад. Уменьшение же мертвого пространства дает увеличение работы лопатки. В общем можно предположить, что синусоидальная зависимость в простейшей форме уравнения (23) применима только для лопаток, очерченных по логарифмической спирали, имеющих независимое от угла β расширение канала. При лопатках же с большим расширением, т. е. с углом β, увеличивающимся к периферии, коэфициент ψ растет менее значительно.

На фиг. 91—92а пунктиром нанесены значения ψ, вычисленные по кривым p_L при помощи уравнения (25) для $\frac{r_1}{r_2} = 0{,}445$ и $p = p_L$. Эти величины для случая безударного входа уменьшаются при увеличении β_2 тем быстрее, чем больше z, т. е. чем значительнее сужение при входе; но для расхода, соответствующего максимальному к. п. д. в пределах, интересных для практики, именно для $z > 4$ и $\beta_2 > 20°$, эти кривые почти горизонтальны и лежат весьма близко друг к другу. Надо обратить внимание на то, что опытные величины вследствие привключенных к ним потерь на обмен получаются преуменьшенными.

Дальнейшие опыты Шредера (здесь не приведенные) при других числах оборотов указывают [1], что уменьшение мощности при увеличении числа Рейнольдса снижается, что надо отнести за счет изменения влияния вязкости.

Принимая во внимание приведенные выше результаты опытов, хотя и неполных, можно считать величину ψ уравнений (21)—(26) не зависящей от β_2; $\psi = 0{,}8 \div 1{,}0$ для насосов с направляющим аппаратом на выходе.

Для насосов без направляющего аппарата на выходе ψ приходится брать большим. Далее имеет значение форма лопатки. Если концы лопатки не работают или нагружены слабо (§ 34), то имеет место уменьшение ψ. Имеют значение также и отношение углов $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ и форма колеса. Сильно расширяющиеся каналы имеют меньшую величину ψ, чем сохраняющие свое сечение или суживающиеся. При этом весьма существенно, достаточно ли устойчивы у поверхности лопаток или диска колеса мертвые пространства, находящиеся под влиянием центробежных сил. Также важно то, что величина ψ уменьшается при увеличении числа оборотов.

Удовлетворительное определение уменьшения мощности в настоящее время еще весьма ненадежно. При выборе значения ψ конструктор должен учитывать все перечисленные выше факты.

43. ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ПРИ ВХОДЕ

Отклонение струи при входе на лопатки колеса интересно только с точки зрения избежания удара. Для определения работы лопатки величина отклонения не является необходимой, так как работа зависит только от состояния воды до входа в колесо и после выхода из него независимо от того, как протекает процесс в самом колесе. Если рас-

---

[1] Это подтверждается также опытами Зибрехта (см. Forsch-Arb. Ing.-Wes. тетр. 321, стр. 18). Влияние числа оборотов при увеличении расстояния между колесом и направляющим аппаратом уменьшается и исчезает в случае безлопаточного направляющего аппарата, так что возможно, что изменение зависит, главным образом, от потерь на обмен, а не от уменьшения мощности.

суждения, применявшиеся при анализе явлений у выхода из колеса, перенести на вход, то соответственно уравнениям (13a) и (13b) разность давлений на передней и задней сторонах лопатки при входе на нее будет равна

$$\Delta h_1 = \frac{M}{z\gamma b_1 S} = \frac{Q' H_{th}}{\omega z b_1 S} = \frac{30 Q' H_{th}}{\pi n z b_1 S}, \tag{34}$$

или при $Q' = 2 r_1 \pi b_1 c_{0m}$

$$\Delta h_1 = \frac{2 r_1 \pi c_{0m} H_{th}}{z S \omega}. \tag{35}$$

Совершенно так же, как к уравнению (17), мы приходим, если ограничиться случаем нормального входа, т. е. $c_{0m} = c_0 = \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1} c_0'$, к следующей зависимости между относительными скоростями w_1 и w_0' треугольников скоростей при входе $A_1B_1C_1$ и $A_0'B_1C_1$ (фиг. 83):

$$w_1 (w_1 - w_0') = a_1 c_0' H_{th} \tag{36}$$

или

$$w_1 - w_0' = a_1 \sin \beta_1 H_{th}, \tag{37}$$

где

$$a_1 = \frac{\pi g r_1}{z S \omega} \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1}. \tag{38}$$

С помощью уравнения (36) можно определить отклонение при входе графически. Для аналитического определения подставляем в уравнение (37), как мы это делали раньше,

$$w_1 = \frac{u_1 + \varkappa_1 u_1}{\cos \beta_1}, \quad w_0' = \sqrt{u_1^2 + c_0'^2} = \sqrt{u_1^2 + [(u_1 + \varkappa_1 u_1) \operatorname{tg} \beta_1]^2}$$

и получаем квадратное уравнение относительно $\varkappa_1 u_1$, из которого получаем

$$\varkappa_1 u_1 = a_1 H_{th} \operatorname{tg} \beta_1 - u_1 + \sqrt{u_1^2 + a_1^2 H_{th}^2 (\operatorname{tg}^2 \beta_1 - \sin^2 \beta_1)}.$$

Это уравнение можно упростить, так как угол входа β_1 обычно настолько мал, что $\operatorname{tg} \beta_1$ и $\sin \beta_1$ различаются весьма немного. Подкоренное количество $\operatorname{tg}^2 \beta_1 - \sin^2 \beta_1$ тогда настолько мало, что второй член пропадает. Вводя это упрощение и заменяя $\operatorname{tg} \beta_1$ на $\sin \beta_1$, получаем

$$\varkappa_1 u_1 = a_1 H_{th} \sin \beta_1. \tag{39}$$

При этом расходы воды Q_z и Q_∞ при конечном числе лопаток z и бесконечном, а также и углы определяются уравнением

$$m = \frac{Q_z}{Q_\infty} = \frac{\operatorname{tg} \beta_0'}{\operatorname{tg} \beta_1} = \frac{u_1 + \varkappa_1 u_1}{u_1} = 1 + \varkappa_1, \tag{40}$$

где согласно уравнениям (38) и (39)

$$\varkappa_1 = \psi_1 \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1} \cdot \frac{g H_{th}}{z S \omega^2}. \tag{41}$$

при ψ_1 равном

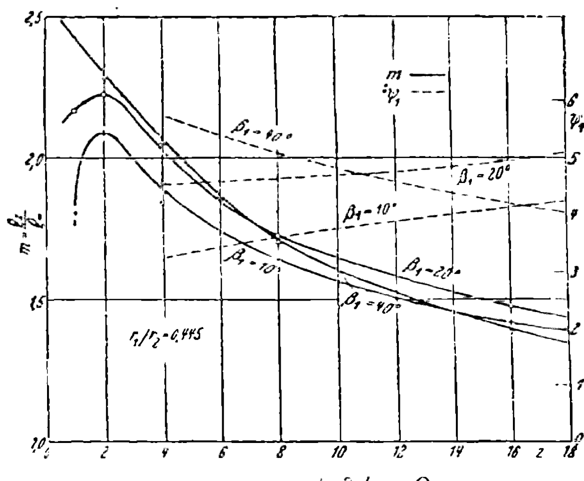
$$\psi_1 = \tau\kappa \sin\beta_1 . \tag{42}$$

Для радиальных лопаток при

$$S = \frac{1}{2}\left(r_2^2 - r_1^2\right) = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2\omega^2}$$

будет

$$m = \frac{Q_z}{Q_\infty} = \frac{\operatorname{tg}\beta_0'}{\operatorname{tg}\beta_1} = 1 + \frac{2\psi_1}{z}\,\frac{t_1 - \sigma_1}{t_1}\,\frac{gH_{th}}{u_2^2 - u_1^2} . \tag{43}$$



Фиг. 93. Отношение $m = \frac{\operatorname{tg}\beta_0'}{\operatorname{tg}\beta_1} = \frac{Q_z}{Q_\infty}$ для расходов, соответствующих безударному входу при конечном и бесконечном числе лопаток и коэфициенте ψ_1 по уравнению (43) (по вычислениям Буземанна).

На фиг. 93 нанесены отношения $m = \frac{Q_z}{Q_\infty}$, полученные из расчетов Буземанна для $\beta_1 = 10°$, $20°$ и $40°$ при $\frac{r_1}{r_2} = 0{,}445$. Обращает на себя внимание сильное увеличение расхода, соответствующего безударному входу при обычных величинах углов и числе лопаток по сравнению с $z = \infty$. Так, например, при $z = 8$, $\beta = 20°$, мы имеем $m = 1{,}72$, т. е. увеличение на 72%. Кривые асимптотически приближаются к прямой, параллельной оси z и отстоящей от нее на расстоянии, равном единице. Влияние угла β_1 менее заметно, чем то дает уравнение (42)[1]. В остальном кривые соответствуют закономерностям уравнения (43).

Для более точного сравнения на основании величин, данных Буземанном, были определены значения ψ_1, нанесенные пунктиром на фиг. 93. ψ_1 для практически важных случаев, т. е. при $\beta_1 = 10° \div 20°$, лежит между 3,4 и 4,6, т. е. оказывается значительно большим, чем определявшееся ранее для выхода из колеса.

Учет отклонения при входе приводит к сужению канала по сравнению со случаем отсутствия отклонения. С другой стороны, отрыв струи и трение о стенки требуют увеличения размеров входного сечения. Кроме того, слишком малое сечение входа, как показывает опыт, более вредно, чем излишнее его увеличение. Поэтому при проектировании во всех случаях кроме случая осевых лопаток (§ 93а) отклонение при входе не следует принимать во внимание.

[1] Так как линии пересекаются, то во взятых в основу кривых Буземанна можно ожидать неточности.

44. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТЫ НАПОРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДИАМЕТРА РАБОЧЕГО КОЛЕСА И ОТ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

При определении наружного диаметра колеса D_2 исходят из потребной окружной скорости, полученной при помощи уравнений (33) или (35) § 31 или уравнения (30) § 42. Может случиться, что величина диаметра D_2 получится или слишком большой или слишком малой по сравнению с диаметром D_1. Вследствие этого приходится изменять самую конструкцию насоса, т. е. переходить к многоступенчатым насосам, или к насосам с двусторонним (параллельным) всасыванием, или к насосам осевого типа и т. д. Для того чтобы конструктор мог с самого начала, до детального расчета, выяснить, на какой конструкции следует остановиться, желательно иметь метод предварительного приближенного определения наружного диаметра рабочего колеса. Для этого пригодно уравнение

$$H = \nu \frac{u_2^2}{2g}, \tag{44}$$

которое может быть получено непосредственно из уравнения (11а) § 41 при условии постоянства угла выхода, т. е. при условии пропорциональности c_{3u} скорости u_2. Величину ν называют обычно „коэфициентом напора“ [1].

Объединив все коэфициенты в одну постоянную величину k и имея в виду, что $u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60}$, получим

$$H = k n^2 D_2^2. \tag{45}$$

На основании опытных данных в уравнениях (44) и (45) могут быть приняты следующие значения коэфициентов: $\nu = 0{,}93 \div 1{,}1$ и соответственно $k = 1{,}3 \div 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ для насосов с направляющим аппаратом на выходе и $\nu = 0{,}7 \div 1{,}0$ и соответственно $k = 1{,}0 \div 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ для насосов без направляющих аппаратов на выходе. Указанные значения относятся к метрической системе исчислений длин.

Эти коэфициенты соответствуют радиальным колесам нормальных размеров и обычно применяемым углам. Для быстроходных машин, разобранных в § 94 — 97, коэфициенты ν и k должны быть взяты несколько больше.

---

[1] Коэфициент напора ν может быть также подсчитан. По уравнению (30) § 42 имеем

$$H_{th} = \frac{u_2^2}{g} \frac{1}{1 + p + \operatorname{tg} \alpha_2' \operatorname{ctg} \beta_2}, \tag{46}$$

где p берется из уравнения (22) или (25) § 42. Теперь, так как

$$\nu = \frac{2gH}{u_2^2} = \frac{gH_{th}}{u_2^2} \cdot 2\eta_h,$$

то

$$\nu = \frac{2\eta_h}{1 + p + \operatorname{tg} \alpha_2' \operatorname{ctg} \beta_2}. \tag{47}$$

45. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТОВ РАДИАЛЬНОГО РАБОЧЕГО КОЛЕСА

I. Многоступенчатый насос с лопатками постоянной толщины

Нужно рассчитать рабочее колесо многоступенчатого насоса по следующим данным: высота напора $H = 84$ *м*, расход $Q = 30$ *л/сек*, число оборотов $n = 1\,450$ в минуту; направляющий аппарат при входе отсутствует, т. е. угол входа $\alpha_0 = 90°$.

а) Вход (см. § 31а). Ниже, в § 103, будет приведен метод расчета вала на прочность и на критическое число оборотов; пока же примем диаметр втулки[1] $d_n = 60$ *мм*. Приняв потери через зазор равными 5%, получим расчетный секундный расход $Q' = 1{,}05 \cdot 0{,}030 = 0{,}0315$ *м³/сек*. Приняв скорость входа равной $c_s = 2{,}5$ *м/сек*, получим диаметр всасывающего патрубка D_s при помощи уравнения (25) § 31, $D_s = 0{,}14$ *м* $= 140$ *мм*.

Входной диаметр D_1 рабочих лопаток может быть принят равным 155 *мм* (если принято решение не выносить входных кромок согласно § 33 в область поворота струи, как это сделано в последующем примере). Если скорость перед входной кромкой лопаток принять равной $c_0 = c_s = 2{,}5$ *м/сек*, то согласно уравнению (26) § 31 $b_1 = 0{,}0259$ *м*. Округлим это последнее значение в сторону уменьшения, т. е. примем $b_1 = 25$ *мм*, чему соответствует входная скорость

$$c_0 = 2{,}5\,\frac{25{,}9}{25} = 2{,}59 \text{ м/сек}.$$

Примем предварительно коэфициент сужения сечения лопатками $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ равным 1,15, откуда получим $c_0' = 2{,}59 \cdot 1{,}15 = 2{,}98$ *м/сек*. Так как $u_1 = \frac{\pi \cdot 0{,}155 \cdot 1\,450}{60} = 11{,}78$ *м/сек*, то мы имеем все данные для построения треугольника входных скоростей, откуда получим $\operatorname{tg}\beta_0' = \frac{2{,}98}{11{,}78} = 0{,}253$.

Отклонение скорости при входе можно не учитывать, так что $\beta_1 = \beta_0' = 14°12'$. Число лопаток z определяется из уравнения (28) § 31. Считая (см. ниже) $D_2 = 2\,D_1$, $\beta_2 = 30°$, получим $\frac{D_2 + D_1}{D_2 - D_1} = 3$ и $\beta_m = {}^1/_2(14°12' + 30°) = 22°6'$.

Отсюда $z = 7{,}35 \approx 7$.

При числе лопаток $z = 7$ получим $t_1 = \frac{155 \cdot \pi}{7} = 69{,}5$ *мм*; далее, при толщине лопатки $s = 3$ *мм* получим $\sigma_1 = \frac{3}{\sin\beta_1} = \frac{3}{0{,}245} = 12{,}3$ *мм*, так что $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}215$.

---

[1] Такая толщина втулки достаточна лишь для втулки, у которой шпонка выполнена за одно со втулкой, т. е. — приливом (см. фиг. 94, верхнюю половину). При обычно применяемых закладных шпонках требуется увеличить толщину втулки до 65 *мм* (из-за ее ослабления канавкой).

Принимая окончательно последнее значение коэфициента, получим[1]

$$c_0' = c_1 = 2{,}59 \cdot 1.215 = 3{,}15 \text{ м/сек}, \ \operatorname{tg} \beta_0' = \frac{3.15}{11.78} = 0{,}267,$$

$$\beta_0' = \beta_1 = 15°00'.$$

b) Выход. Так как насос должен быть многоступенчатым, то в первую очередь следует определить число ступеней и затем уже напор, развиваемый отдельной ступенью. Для этой цели попробуем задаться $D_2 = 2D_1 = 0{,}31$ м*. При помощи уравнения (45) получим, принимая $k = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$,

$$\Delta H = 1{,}4 \cdot 10^{-4} \cdot 1\,450^2 \cdot 0{,}31^2 = 28{,}3 \text{ м},$$

откуда число ступеней $i = \frac{84}{28{,}3} \approx 3$.

Высота напора, развиваемого одной ступенью, равняется $\Delta H = \frac{84}{3} = 28$ м; к. п. д. η рассчитываемого насоса может быть принят равным 70—72%; исключая потерю в зазоре, трение диска о воду и трение в подшипниках[2], берем гидравлический к. п. д., порядка $\eta_h = 0{,}85$, откуда теоретический напор, развиваемый рабочими лопатками одного колеса, равняется $\Delta H_{th} = \frac{28}{0{,}85} = 33{,}0$ м. Для дальнейших расчетов примем радиальную скорость на выходе (случай β, § 31,b) равной $c_{2m} = c_2 \sin \alpha_2 = 2{,}8$ м/сек** и угол выхода лопатки $\beta_2 = 30°$. Для учета отклонения струи при выходе из рабочего колеса насоса требуется определить теоретический напор $\Delta H_{th,\infty}$ при помощи данных § 42. Если основываться на значении коэфициента $\psi = 0{,}86$, то, считая $\frac{r_2}{r_1} = 2$, при помощи уравнения (26) § 42 получим

$$\Delta H_{th,\infty} = 33\left(1 + \frac{8}{3} \cdot \frac{0{,}86}{7}\right) = 43{,}8 \text{ м}.$$

При помощи уравнения (35) § 31 получим следующую окружную скорость:

$$u_2 = \frac{2{,}8}{2 \cdot 0{,}577} + \sqrt{\left(\frac{2{,}8}{2 \cdot 0{,}577}\right)^2 + 9{,}81 \cdot 43{,}8} = 2{,}43 + 20{,}83 = 23{,}3 \text{ м/сек}.$$

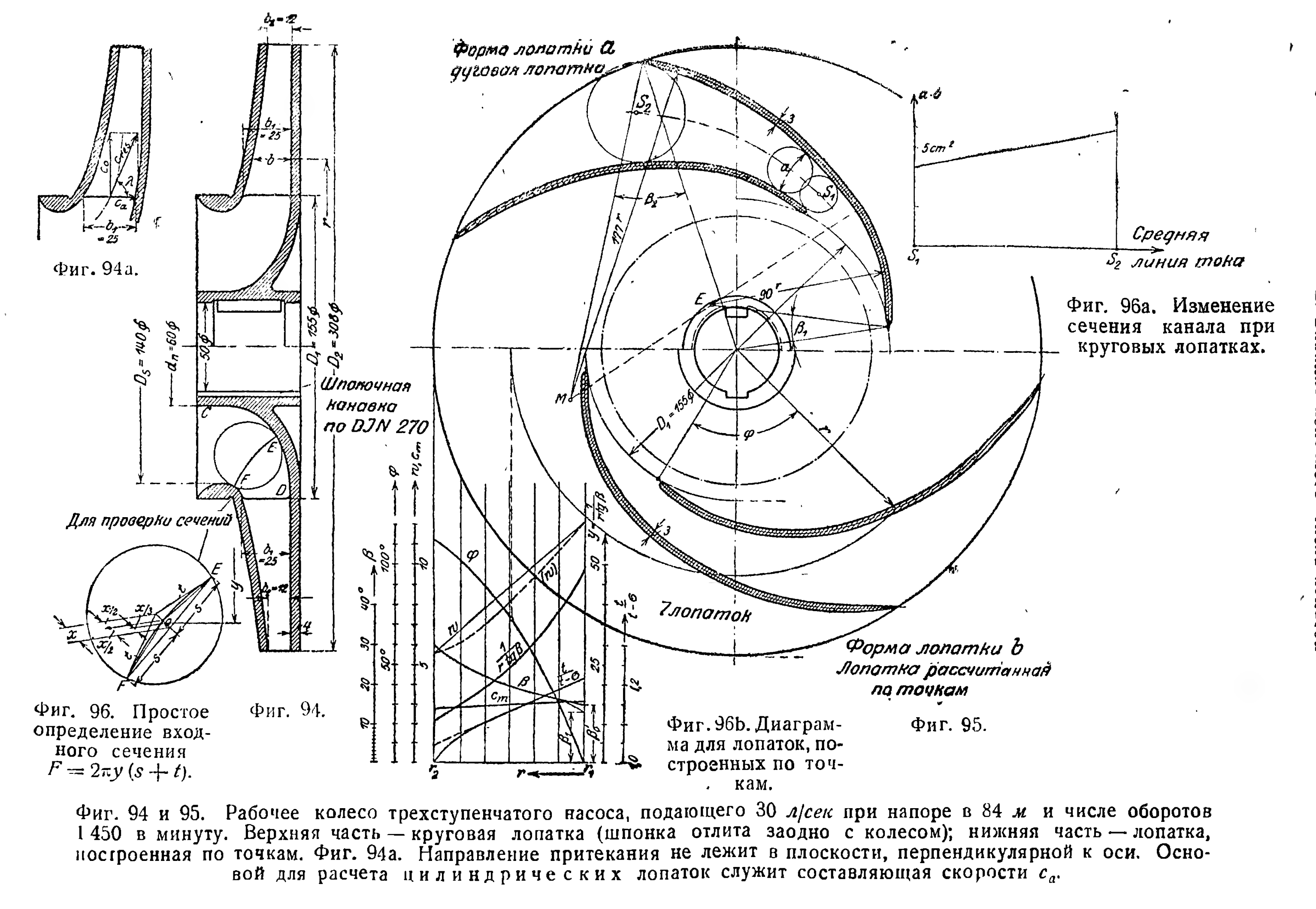
Исходя из полученной окружной скорости, получим значение для $D_2 = \frac{60 \cdot 23{,}3}{\pi \cdot 1\,450} = 0{,}308$ м $= 308$ мм, и при условии заострения выход-

[1] Повторения вычисления β_1 можно избежать применением уравнения (28а) (в сноске) к § 31.

* При многоступенчатых насосах для уменьшения числа ступеней, т. е. для удешевления насоса, D_2 может быть выбрано бо́льшим $2D_1$ (до $3D_1$), так как при увеличении числа ступеней влияние трения колеса отходит на второй план (§ 75).

[2] Причем можно воспользоваться уравнением (57а) § 18 и уравнением (16) § 72. Для определения η_h служит уравнение (12) § 26.

** Здесь величина c_{2m} выбрана согласно § 31 b достаточно большой, так как при заостренных лопатках, как правило, $c_{2m} \gtrsim c_0$.



Фиг. 94a.

Фиг. 94.

Фиг. 95.

Фиг. 96. Простое определение входного сечения $F = 2\pi y\,(s + t)$.

Фиг. 96a. Изменение сечения канала при круговых лопатках.

Фиг. 96b. Диаграмма для лопаток, построенных по точкам.

Фиг. 94 и 95. Рабочее колесо трехступенчатого насоса, подающего 30 *л/сек* при напоре в 84 *м* и числе оборотов 1 450 в минуту. Верхняя часть — круговая лопатка (шпонка отлита заодно с колесом); нижняя часть — лопатка, построенная по точкам. Фиг. 94a. Направление притекания не лежит в плоскости, перпендикулярной к оси. Основой для расчета цилиндрических лопаток служит составляющая скорости c_a.

ных концов лопаток, т. е. при условии $\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} = 1$, получим ширину канала на выходе по уравнению (35а) § 31

$$b_2 = \frac{0,0315}{\pi \cdot 0,308 \cdot 2,8} = 0,0116 \text{ м} \approx 12 \text{ мм},$$

так как $r_2 \neq 2r_1$, то была бы нужна проверка ΔH_{th} по уравнению (25а) § 42, однако при $\frac{r_1}{r_2} = \frac{D_1}{D_2} = \frac{155}{308}$ напор не даст заметного изменения.

На фиг. 94 и 95 изображено колесо, рассчитанное выше.

В верхней половине чертежа показано построение профиля рабочих лопаток по дугам окружностей (метод „а" § 32); в нижней же половине приведено построение профиля лопатки по точкам (метод b, § 32).

Профиль лопатки, очерченный по дугам, состоит из двух дуг круга с центрами M и E. Первая со стороны входа дуга окружности проведена радиусом, несколько бо́льшим, чем радиус дуги, подходящий к соответствующей эвольвенте, так как ширина колеса несколько сужается с увеличением радиуса. Изменение сечения канала ab между рабочими лопатками вдоль по средней линии тока принято прямолинейным (фиг. 96а), что позволило определить изменение ширины колеса b при помощи отношения $\frac{a \cdot b}{a}$. На фиг. 94 сверху показано очертание стенок колеса, полученное из вышеуказанного условия.

При построении лопатки по точкам мы задались кривой относительных скоростей w и кривой радиальных скоростей c_m, как изображено на фиг. 96. При помощи кривой c_m (в данном случае прямой) были определены по уравнению (41а) § 32 значения ширины колеса в различных точках и по ним построено наружное очертание колеса. При построении был принят линейный закон изменения коэфициента сжатия сечения лопатками, и в соответствии с этим на фиг. 96b была проведена прямая, соединяющая уже известное начальное значение коэфициента $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1,215$ с конечным его значением, определенным для незаостренной на выходе лопатки и равным $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = \frac{138}{132} = 1,05$, после чего вблизи выхода линия коэфициента сужения была плавно сведена до единицы (в соответствии с заострением выходных концов лопаток). Конечные значения линии c_m равняются $c_1 = 3,15$; $c_{2m} = 2,8$ $м/сек$. Начальное и конечное значения линии w равняются:

$$w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_1^2} = \sqrt{11,78^2 + 3,15^2} = 12,13 \text{ м/сек},$$

$$w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin \beta_2} = \frac{2,8}{0,5} = 5,6 \text{ м/сек}.$$

Подсчет углов φ лучше всего производить, составляя соответствующую таблицу, как это приведено ниже:

Таблица вычислений для построения профиля лопатки

r в *мм*	c_m в *м/сек*	w в *м/сек*	β из уравнения (42) § 32	$B = \frac{1}{r \operatorname{tg} \beta}$ в $м^{-1}$	$\Delta f = \Delta r \cdot \frac{B_n + B_{n+1}}{2}$	$\sum \Delta f$	$\varphi = \frac{180}{\pi} \sum \Delta f$
0,0775	3,15	12,13	15°00′	48,2	0,000	0,000	0°
0,0900	3,09	11,04	16°15′	38,1	0,539	0,539	30,9°
0,1030	3,03	9,95	17°44′	30,3	0,445	0,984	56,4°
0,1160	2,97	8,86	19°35′	24,2	0,354	1,338	76,7°
0,1285	2,92	7,78	22°02′	19,2	0,271	1,609	92,2°
0,141	2,85	6,69	25°12′	15,1	0,215	1,824	104,6°
0,154	2,80	5,6	30°00′	11,2	0,171	1,995	114,3°

Совокупность соответствующих значений r и φ определяет профиль лопатки, изображенный на нижней половине фиг. 95; на фиг. 96b нанесено также изменение углов β и φ, что облегчает [1] нахождение ошибок в подсчетах. Собственно говоря, на диаграмму фиг. 96b достаточно было бы нанести только две первоначальных кривых w и c_m и кривую значений $\frac{t - \sigma}{t}$. Вычерчивание на диаграмме всех прочих кривых не является необходимым.

На фиг. 94 и 94a приведены различные формы сечения колеса: сечение фиг. 94a обладает более плавной кривой входа, чем сечение фиг. 94, что позволяет предполагать более равномерное распределение скоростей во входном сечении. Так как ширина колеса в осевом направлении одинакова в обоих случаях, радиальная скорость также будет в обоих случаях одинакова, а следовательно, при одном и том же положении входной кромки и профили лопаток будут совпадать [2]. При этом следует, однако, иметь в виду, что при форме сечения колеса фиг. 94a результирующая входная скорость будет несколько больше в связи с меньшей шириной рабочего колеса, измеренной в направлении нормали к линиям тока. Отсюда следует, что нежелательно делать угол наклона λ линий тока при выходе значительно отклоняющимся от 90°, если только ширина в направлении оси не будет соответственно увеличена.

Поворот канала при входе в колесо от точки C до точки D (фиг. 94 внизу) соответствует постепенному переходу скорости c_s в скорость [3] c_0 и может быть выполнен путем очертания участка CD по дуге круга.

---

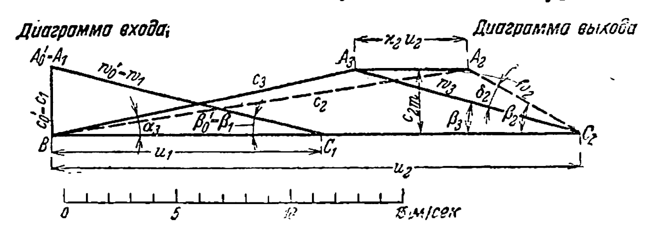
[1] Несколько неудобное нанесение на чертеж полученных углов φ можно обойти, если после подсчета разделить полный угол на равные части и определить соответствующие значения r из кривой углов φ.

[2] Математическое обоснование находим в 1-й сноске к § 33. Вместо угла λ там употребляется дополнительный угол ε.

[3] Ширина FE входного сечения может быть с достаточной точностью определена вычерчиванием круга, касающегося обеих стенок. Действительной шириной явится тогда длина линии, проходящей через обе точки касания и по возможности перпендикулярной линиям тока. По Клостергальфену эту длину можно весьма просто определить как среднее арифметическое из длины диаметра $2t$ и хорды $EF = 2s$, т. е. из $(t + s)$ (фиг. 96). Центр тяжести нормальной линии EF отстоит от центра окружности на $\frac{2}{3}$ расстояния хорды. Поэтому, обозначив через y радиус окружности центров тяжести, находим живое сечение равным $2\pi y (s + t)$.

На верхней половине фиг. 94 и 95 изображено колесо с „круговыми" лопатками, т. е. очерченными по дугам окружностей, с отлитой заодно с ним установочной шпонкой; рабочее колесо с лопатками, очерченными по точкам, изображено на нижней половине тех же фигур со сквозными шпоночными канавками и с закладными шпонками.

Как видно из чертежа, первая из этих конструкций позволяет делать меньшую втулку (см. дальше фиг. 109). Во избежание неуравновешенности (одностороннего распределения масс) и перекашивания вала при фрезеровке шпоночных канавок рекомендуется фрезеровать на валу две шпоночных канавки под углом 180°. В немецких стандартных нормах имеется особый лист DIN 270, в котором приведены стандартные формы и размеры шпонок для турбонасосов и турбовоздуходувок.



Фиг. 97. Диаграмма скоростей рассчитываемого насоса.

c) Дополнительные соображения. Лопатки, построенные по обоим способам, получились, как видно из чертежа, чрезвычайно похожими одна на другую. Кривая относительных скоростей w для канала, образованного „круговыми" лопатками, была построена по имеющимся профилям при помощи метода, указанного выше (кривая нанесена для сравнения на фиг. 96b пунктиром). Если бы эта последняя кривая была с самого начала принята за основу, то оба метода дали бы совершенно совпадающие круговые лопатки.

Представляют известный интерес попытки определить угол β_1 входа воды на лопатку с учетом отклонения струи при входе. Если в уравнении (43) § 43 принять $\psi_1 = 3{,}5$, то получим

$$\frac{\operatorname{tg}\beta_0'}{\operatorname{tg}\beta_1} = 1 + \frac{2\cdot 3{,}5}{7}\cdot\frac{1}{1{,}215}\,\frac{g\cdot 33}{23{,}3^2-11{,}78^2} = 1{,}663,$$

откуда

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{1}{1{,}663}\operatorname{tg}\beta_0' = \frac{0{,}267}{1{,}663} = 0{,}160,$$

откуда $\beta_1 = 9°5'$.

Отсюда видно, что для идеальной жидкости отклонение при входе составляет существенную величину, а именно $\beta_0' - \beta_1 = 14°12' - 9°5' = 5°7'$. По причинам, указанным в конце § 43, эта поправка в расчет не вводится.

Кривая w, положенная в основу построения, соответствует скоростям при бесконечно большом количестве лопаток. Действительная относительная скорость выхода при условии немедленного выравнивания скорости после выхода из колеса равна

$$w_2' = w_3 = \sqrt{c_{2m}^2 + (u_2 - c_{3u})^2}\,.$$

откуда получается при $c_{3u} = \frac{g\cdot\Delta H_{th}}{u_2} = 13{,}9$ *м/сек* значение $w_3 = 9{,}81$ *м/сек*.
Треугольники скоростей колеса даны на фиг. 97.

Коэфициент реакции ρ определяется по уравнению (12c) § 41, причем трением в каналах колеса пренебрегают:

$$\rho = \frac{H_p}{H_{th}} = 1 - \frac{c_{3u}}{2u_2} = 1 - \frac{13{,}9}{2\cdot 23{,}3} = 1 - 0{,}298 = 0{,}702.$$

Таким образом направляющие каналы должны преобразовать в давление 29,8% подведенной энергии.

Потерю на трение рабочего колеса определяем по уравнению (57а) § 18, подставляя туда $e = 8$ *мм*, что дает расход мощности $N_r = 0{,}0011 \cdot 23{,}3^3 \cdot 0{,}308\,(0{,}308 + 5 \cdot 0{,}008) = 1{,}49$ *л. с.* Так как приходящаяся на одну ступень мощность на валу при $\eta = 0{,}70$ равна $\frac{30 \cdot 84}{3 \cdot 0{,}70 \cdot 75} = 16$ *л. с.*, то этому соответствует коэфициент потери $\zeta_r = \frac{1{,}49}{16{,}0} \cdot 100 = 9{,}3\%$.

Внимательно просмотрев вышеприведенный расчет, мы можем видеть, что старые методы, не учитывающие отклонения струи, приводили к ошибочным результатам и неправильному построению лопаток даже в том случае, когда недостаточная высота напора H_{th} учитывалась соответственным уменьшением гидравлического к. п. д. η_h. Этим достигалось в лучшем случае построение правильного треугольника $A_2B_2C_2$, т. е. удавалось правильно определить u_2, но угол выхода воды α_3 оказывался при этом определенным неправильно, что приводило к неправильному построению направляющих лопаток. Очевидно, что эта ошибка могла быть исправлена только путем одновременного введения в расчет бóльшего расчетного расхода Q', т. е. путем увеличения радиальной скорости c_{2m}. Целый ряд фирм, изготовляющих турбонасосы, так и делал. При этом получалось правильное значение для β_2 и α_3, если удавалось получить совпадение треугольников скоростей на выходе с треугольниками скоростей, приведенными на фиг. 97 и полученными путем удлинения BA_3 и C_2A_2. Но такое увеличение расчетного расхода никак не соответствует условиям входа на рабочую лопатку и приводит к неправильному определению окружной составляющей скорости c_{3u}.

II. Насос для горячей воды с лопатками переменной толщины (фиг. 98 и 99)

Требуется рассчитать рабочее колесо насоса для питания котла на 80 000 *кг/час*[1] при давлении в котле 50 *ати* при 2 800 об/мин. Температура воды 125,5° С, сопротивление трубопровода (включая и всасывающую трубу) при указанном расходе воды равно 25 *м*. Уровень воды в питающем насос закрытом резервуаре лежит на 15 *м* ниже среднего уровня в котле.

Давление на поверхности всасываемой воды равняется плотности паров воды: по таблице водяных паров $p' = 2{,}4$ *ата*. В случае если барометр показывает давление, равное 1 *ата*, то давление на поверхности нагнетаемой воды (т. е. в котле) $p'' = 50 + 1 = 51$ *ата*.

Вследствие высокой температуры вес единицы объема воды при состоянии насыщения уменьшается до 939 *кг/м*³ (фиг. 6, точка h), в то время как сжимаемостью воды можно еще пренебречь. По уравнению (60) § 19 определим величину напора:

$$H = \frac{51 - 2{,}4}{939} \cdot 10\,000 + 15 + 25 = 558 \text{ м}.$$

Дальше определяется секундный расход Q (объемный), так как секундный расход весовой $G = \gamma Q = \frac{80\,000}{3\,600} = 22{,}2$ *кг/сек*, $Q = \frac{22{,}2}{939} =$

---

[1] Соответственно удвоенная величина нормальной паропроизводительности котла (по требованиям германских государственных постановлений об установке паровых котлов). При более чем двух насосах производительность может быть меньше, а именно:

при	3 насосах	1	производительности котла
„	4 „	0,67	„ „
„	5 „	0,5	„ „
„	6 „	0,4	„ „

$= 0{,}02365$ *м³/сек*, и мощность на валу при к. п. д., равном 70%, будет

$$N = \frac{\gamma Q H}{75 \cdot \eta} = \frac{22{,}2 \cdot 558}{75 \cdot 0{,}70} = 236 \text{ л. с.}$$

a) Вход. Предварительно определенный диаметр вала 52 *мм* требует диаметра втулки $d_n = 64$ *мм* (фиг. 98). Увеличим расчетное значение количества подаваемой воды на 10%[1], т. е. на величину большую, чем обычно, ввиду имеющего место при высоких температурах уменьшения коэфициента подачи, так что расчетная величина будет $Q' = 1{,}10 \cdot 0{,}02365 = 0{,}0260$ *м³/сек*.

Приняв $c_s = 3{,}75$ *м/сек*, из уравнения (25) § 31 получим $D_s = 114$ *мм*. Для уменьшения возможности появления кавитации (§ 79), особо легко возникающей в насосах для горячей воды, входная кромка должна быть продолжена в зону поворота струи (соответственно § 33), ввиду чего для средней струйки примем $D_1 = 105$ *мм*. Если принять $c_0 = c_s = 3{,}75$ *м/сек*, то длина развернутой линии, нормальной линиям тока (*BC* на фиг. 67b) и проходящей через начальную точку,

$$l = \frac{Q'}{\pi D_1 c_0} = \frac{0{,}0260}{\pi \cdot 0{,}105 \cdot 3{,}75} = 0{,}021 \text{ м}.$$

Из предварительного эскиза входа на рабочее колесо берем угол наклона средней линии тока при входе на лопатку $\varepsilon_1 = 41°30'$. Так как лопатка должна иметь переменную толщину, то мы можем принять ее малой при входе, а именно $s_1 = 2$ *мм*. Примем $z = 6$, после чего, если принять $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}20$, то для радиальной составляющей скорости входа c_1 получаем

$$c_{1r} = c_0 \cos \varepsilon_1 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 3{,}37 \text{ м}$$

или по уравнению (47a) § 33, так как $u_1 \doteq 15{,}4$ *м/сек*,

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_{1r}}{u_1} = 0{,}2186; \quad \beta_1 = 12°20'.$$

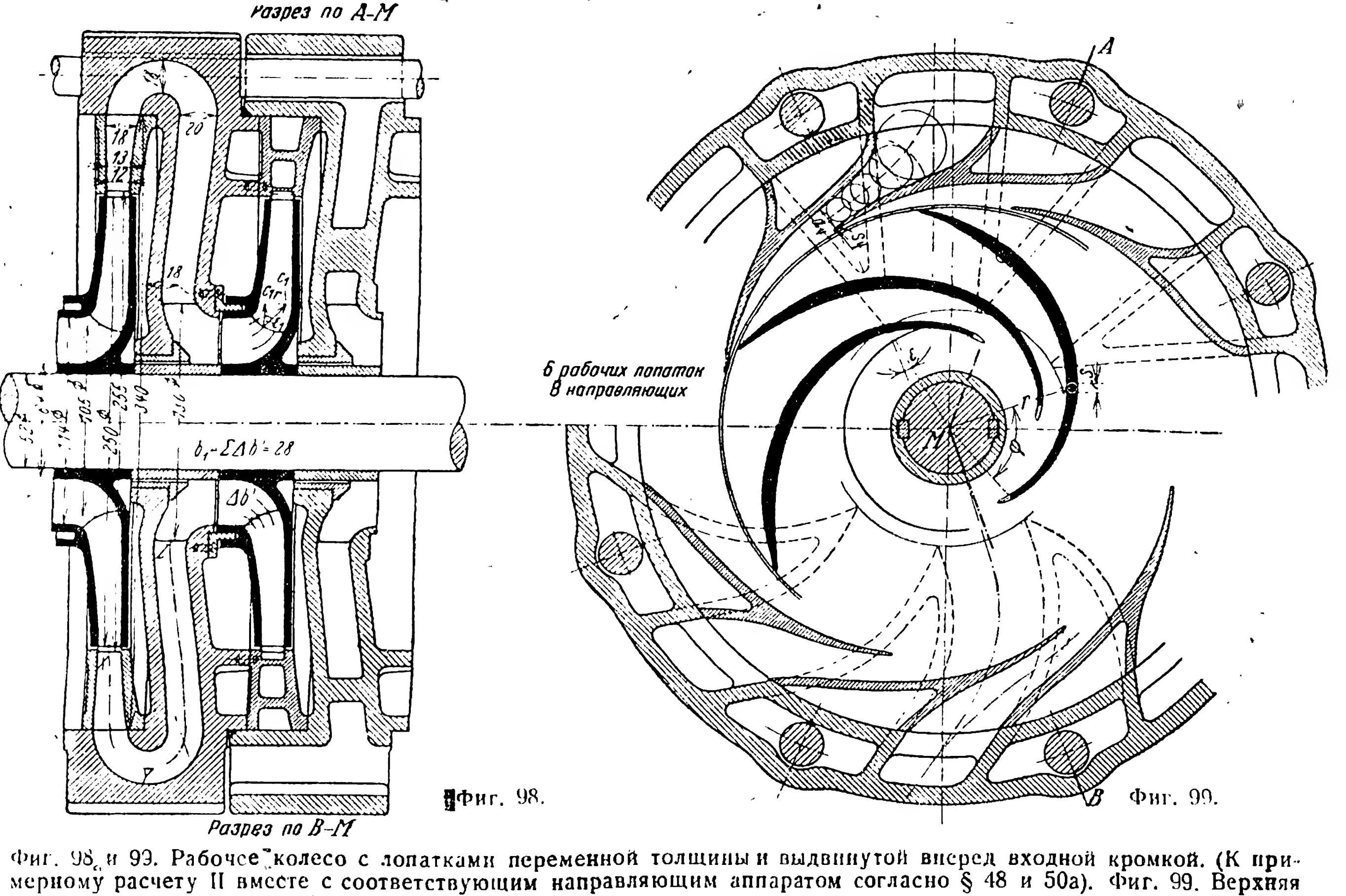
Отсюда получаем $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}20$, что совпадает с предположением.

Для определения профиля лопатки по точкам определяем, кроме того, еще начальное значение кривой относительных скоростей w:

$$w_{1r} = \frac{c_{1r}}{\sin \beta_1} = 15{,}80 \text{ м/сек}.$$

b) Выход. Ввиду уменьшенного среднего диаметра входа и ожидаемого большого количества ступеней размер D_2 может быть принят значительно большим $2D_1$ и именно равным $2{,}4\,D_1 = 0{,}252$ *м*. По уравнению (45) при $k = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$, $\Delta H = 70$ *м*, т. е. число ступеней $i = \frac{558}{70} = 7{,}9 \approx 8$ и напор на одну ступень $\Delta H = \frac{558}{8} = 69{,}7$ *м*. Если принять $\eta_h = 82\%$, то $\Delta H_{th} = \frac{\Delta H}{\eta_h} = 85{,}0$ *м*. При $\psi = 0{,}86$ уравнение (25)

[1] Что соответствует данным опыта (см. Knörlein, Wärme, 1926, тетр. 13).



Фиг. 98.

Фиг. 99.

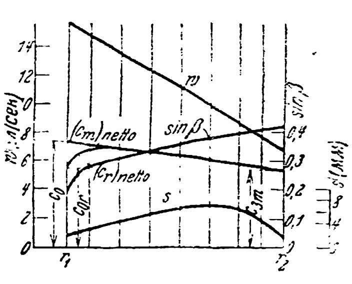
Фиг. 98 и 99. Рабочее колесо с лопатками переменной толщины и выдвинутой вперед входной кромкой. (К примерному расчету II вместе с соответствующим направляющим аппаратом согласно § 48 и 50а). Фиг. 99. Верхняя часть—прямолинейные обратные каналы, направляющие каналы сильно изогнуты; — нижняя часть — изогнутые обратные каналы; направляющие каналы в этом случае изогнуты слабо.

§ 42 дает, так как $\frac{r_1}{r_2} = \frac{D_1}{D_2} = \frac{1}{2,4}$, величину $p = 0,347$. Для того чтобы получить рациональные размеры направляющего аппарата, в основу дальнейшего расчета кладется случай γ § 31, а именно принимаем β_2 равным 25°, а $\alpha_2' = 7° 10'$. После этого по уравнению (30) § 42

$$u_2 = \sqrt{9,81 \cdot 85,0\,(1 + 0,347 + 0,1248 \cdot 2,145)} = 36,65 \text{ м/сек}$$

и

$$D_2 = \frac{60\,u_2}{\pi \cdot n} = 0,25 \text{ м} = 250 \text{ мм},$$



Фиг. 100. Диаграмма для расчета лопаток к фиг. 98 и 99.

что достаточно хорошо совпадает с первоначальным предположением, так что последующий пересчет величины p не нужен.

Далее по уравнению (31) § 42

$$c_{2m} = \frac{36,65}{1,347 \cdot 7,953 + 2,145} = 2,83 \text{ м/сек}.$$

При $s_2 = 1,5$ мм, т. е.

$$\sigma_2 = \frac{s_2}{\sin \beta_2} = 3,55 \text{ мм},$$

получим $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = 1,026$, или по уравнению (35а) § 31 $b_2 = 0,012$ м $= 12,0$ мм; окончательно

$$w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin \beta_2} = 6,70 \text{ м/сек}, \quad c_{3m} = c_{2m}\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} = 2,76 \text{ м/сек}.$$

На фиг. 98 и 99 изображено лопастное колесо, вычерченное по точкам на основании нижеприведенной таблицы расчетных данных:

Таблица вычислений

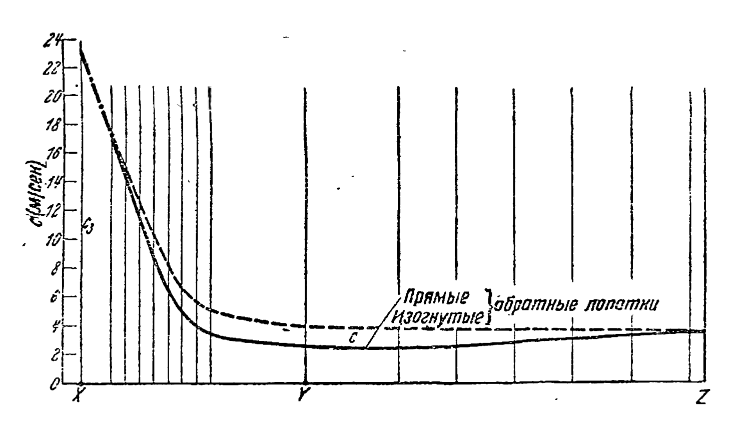
r в мм	s в мм	t в мм	$(c_m)_{netto}$ в м/сек	$\cos \varepsilon$	w в м/сек	$B = \frac{1}{r \operatorname{tg} \beta}$ в $м^{-1}$	Δf	$\Sigma \Delta f$	$\varphi°$
52,5	2,0	55,0	3,75	0,749	15,80	88,5	—	—	0°
60	3,2	62,7	3,64	0,970	14,85	56,2	0,543	0,543	31,1°
70	4,8	73,2	3,50	0,995	13,58	43,5	0,499	1,042	59,8°
80	5,8	83,6	3,36	1,0	12,31	35,1	0,393	1,435	82,4°
90	6,7	94,1	3,22	1,0	11,04	29,2	0,321	1,756	100,6°
100	7,2	104,6	3,07	1,0	9,77	24,2	0,267	2,023	116,0°
110	6,6	115,0	2,93	1,0	8,50	20,6	0,224	2,247	128,9°
117,5	4,5	123,0	2,83	1,0	7,55	18,8	0,148	2,395	137,1°
125	1,5	130,9	2,76	1,0	6,70	17,1	0,134	2,529	145,0°

Там же изображен и направляющий аппарат, разобранный в § 50. При этом зависимость w от r принята линейной, т. е. линия w прямая, а изменение толщины s, изображенное кривой там же на фиг. 100, принято таким, что лопатка в середине имеет толщину 7 мм. Размеры колеса в осевом направлении определяются после того, как принят характер изменения $(c_m)_{netto}$ по r тоже в виде прямой линии, соединяющей

c_0 с c_{3m}. Для определения значений β применено уравнение (45) § 32. Так как в этом уравнении для принятых лопаток одинарной кривизны должны входить лишь скорости, лежащие в плоскостях, перпендикулярных оси, то вместо $(c_m)_{netto}$ мы должны подставить радиальную составляющую $(c_r)_{netto} = (c_m)_{netto} \cdot \cos \varepsilon$, так что уравнение принимает вид

$$\sin \beta = \frac{s}{t} + \frac{(c_m)_{netto}}{w} \cdot \cos \varepsilon.$$

Кривая $(c_r)_{netto}$ также изображена на фиг. 100. [Если ширины колеса b, измеренные в осевом направлении, берутся из чертежа попе-



Фиг. 100а. Диаграмма для расчета направляющих лопаток (см. § 50,а) к фиг. 98 и 99.

речного разреза колеса, то вблизи входа необходимо принимать во внимание уравнение [(47с) § 33.]

Лопатки вычерчиваются по соответствующим друг другу величинам r, φ и s[1].

III. Насос низкого давления со спиральным кожухом

Расчет колеса для подачи 1 050 *л/мин* при напоре 9,9 *м* и при $n = 1\,450$ об/мин.

а) Вход. Задаемся $d_n = 40$ *мм*; значение расхода при радиальном колесе без направляющего аппарата должно быть немного (на 3%) повышено (из-за потерь через зазор) и может быть принято равным[2]

$$Q' = 1{,}03 \cdot \frac{1{,}050}{60} = 0{,}018 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Ввиду большого расхода по сравнению с напором скорость $c_в$ может быть выбрана довольно большой, несмотря на незначительную величину напора; примем $c_в = 3{,}74$ *м/сек*, откуда $D_в = 88$ *мм*, D_1 принимаем равным 105 *мм* (т. е. входная кромка лопатки находится вне области

[1] Было бы точнее наносить $\sigma = \frac{s}{\sin \beta}$ вместо s и, именно, по $\frac{\sigma}{2}$ по обе стороны точки (r,φ). Однако разница исчезающе мала.

[2] Расход, соответствующий наивысшему к. п. д., в этом случае больше, чем соответствующий безударному входу (см. также § 62).

поворота струи), $c_0 = 3{,}76$ *м/сек*, $s_1 = 1{,}5$ *мм* (лопатка переменной толщины). Число лопаток определяется из уравнения (28b) § 31 при $\beta_2 = 28°$, $r_2 = 2r_1$ и равно $z = 9$. Выполняем же насос с числом лопаток $z = 8$, так как при низком напоре можно допускать меньшее число лопаток, чем при высоком. Далее, получаем подобно тому, как в случаях I и II, $b_1 = 14{,}5$ *мм*, $\beta_1 = 27°\,18'$ и $w_1 = 8{,}93$ *м/сек*.

b) Выход. $\eta_h = 0{,}815$ дает величину $H_{th} = \frac{9{,}9}{0{,}815} = 12{,}15$ *м*. Сечение спирального кожуха будет иметь нормальную величину, если принять $c_{2u}' = c_{3u} = 7{,}5$ *м/сек**, откуда по уравнению (11) при $c_{0u} = 0$ следует $u_2 = \frac{gH_{th}}{c_{3u}} = 15{,}9$ *м/сек*, и следовательно, $D_2 = \frac{60\,u_2}{\pi \cdot n} = 0{,}21$ *м* $= 210$ *мм* $= 2\,D_1$.

Для определения еще неустановленных размеров необходимо начертить треугольник скоростей для выхода, принимая во внимание уменьшение мощности вследствие конечного числа лопаток, которое в подобных насосах (без направляющих лопаток) оказывается значительным. При $\psi = 1{,}4$ и $\frac{r_1}{r_2} = 0{,}5$ уравнение (25) дает $p = 0{,}467$. При этом по уравнению (20) $c_{2u} = c_{3u}(1 + p) = 11{,}0$ *м/сек*, и если принять $\beta_2 = 28°$, то в соответствии с фиг. 82 $c_{2m} = (u_2 - c_{2u})\,\mathrm{tg}\,\beta_2 = 2{,}60$ *м/сек*. Так как $s_2 = 1{,}5$ *мм*, $\sigma_2 = \frac{1{,}5}{\sin 28°} = 3{,}2$ *мм* и $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = 1{,}04$, то уравнение (35a) § 31 дает $b_2 = 0{,}0109$ *м* $= 10{,}9$ *мм*.

Окончательно получаем

$$w_2 = \frac{2{,}60}{\sin 28°} = 5{,}55 \text{ м/сек}.$$

Дальнейший ход расчета ведется так же, как и в случае II.

F. НАПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

46. СКОРОСТЬ ПРИ ВЫХОДЕ ИЗ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

Как мы уже указывали, относительное движение жидкости является вихревым, что же касается абсолютного движения жидкости, то его можно считать невихревым. Так как можно считать, что на незначительном расстоянии после выхода из колеса скорости отдельных струек совершенно выравниваются, то обычно течение по выходе из колеса рассматривают как однородное равномерное и симметричное относительно оси (вроде описанного в § 6 „вихревого источника"); причем при постоянной ширине b движение жидкости происходит по логарифмическим спиралям с углом наклона α_3. Если считать, что течение жидкости совершенно выравнивается непосредственно у выхода колеса, то там будет скорость

$$c_3 = \sqrt{c_{3u}^2 + c_{3m}^2}, \qquad (1)$$

---

* Увеличивается с возрастанием отношения диаметров $\frac{D_2}{D_s}$.

где $c_{3u} = c_{2u}'$ может быть определена из основного уравнения в форме, приведенной в § 41 в виде уравнения (11). Для $\alpha_0 = 90°$ из него получаем

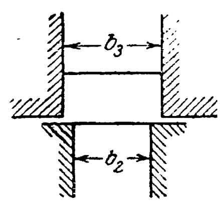
$$c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2}. \tag{2}$$

Радиальная скорость c_{3m} определится из равенства

$$c_{3m} = \frac{Q'}{\pi D_2 b_2}, \tag{3}$$

причем c_{3m} будет равно $c_{2m} \cdot \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}$ в случае, если пренебречь незначительным влиянием потери через зазор.

В уравнении (3) величина подачи Q' принимается той же, что и при расчете колеса (§ 31), так как потери через всевозможные зазоры, так же как и сужение струи при входе в направляющий аппарат, должны учитываться по-прежнему.



Фиг. 101. Переход от рабочего колеса к направляющему аппарату.

Скорости c_3 следует преобразовать в давление при возможно малых потерях. При таком преобразовании выходной скорости в давление следует учесть то обстоятельство, что составляющая скорости c_{3m} обычно настолько мала, что преобразование ее в давление несущественно и зачастую даже нецелесообразно. В большинстве случаев дело идет о преобразовании тангенциальной составляющей c_{3u} [см. § 41, уравнение (1$\angle$)].

Это может быть осуществлено либо при помощи неподвижных направляющих каналов, окружающих рабочее колесо и образующих так называемый направляющий аппарат, либо при помощи безлопаточного кольцевого направляющего канала, либо при помощи спирального кожуха, действие которого может быть еще вдобавок усилено присоединением конического патрубка на выходе; такой неподвижный спиральный кожух можно считать направляющим аппаратом с одним направляющим каналом. Боковые стенки всякого направляющего устройства располагают друг от друга всегда на несколько большем расстоянии, чем у рабочего колеса, во избежание удара о кромку канала, так что оно равно (фиг. 101)

$$b_3 = b_2 + 1 \div 2 \text{ мм}. \tag{3a}$$

Влияние этого уширения на слагающую c_{3m} в уравнении (3) может и не учитываться, так как оно незначительно, а при наличии направляющих лопаток оно (уширение) оказывается даже желательным.

47. НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ

Во многих случаях между рабочим колесом и направляющим аппаратом оставляется зазор в несколько миллиметров, для того чтобы случайно попавшее туда твердое тело не повредило лопаток. Во многих случаях полагают, что это мероприятие увеличивает также и к. п. д., так как появляется зона, в которой может произойти выравнивание скоростей. Подобное представление является достаточно обоснованным

лишь для больших углов наклона α_3 абсолютной скорости выхода, так как иначе траектории частиц на этом участке оказываются короткими. При малых углах α_3, имеющих место в насосах с направляющим аппаратом, во всяком случае в их конструкциях для высоких давлений, это пространство (зазор) должно быть уменьшено[1] до пределов, допустимых с точки зрения безопасности работы, так как просто нецелесообразно без нужды увеличивать путь трения в месте наибольших скоростей. Это рассуждение подтверждается опытом[2].

По выходе из колеса абсолютные траектории частиц представляют собой, как указано в § 6, логарифмические спирали, угол наклона которых определяется из уравнения[3]

$$\operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{c_{3m}}{c_{3u}}, \tag{4}$$

где c_{3u} и c_{3m} определяются ур. (2) и (3). Благодаря конечной толщине направляющих лопаток s_4 и получающемуся вследствие этого сужению $\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}$, а также вследствие сжатия струй имеет место увеличение меридиональной слагающей, которое должно быть учтено соответственным увеличением угла входа α_4. Этот последний определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \mu \operatorname{tg} \alpha_3 \frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}. \tag{5}$$

При диаметре входа на направляющие лопатки D_4 и числе лопаток z_l получаем

$$t_4 = \frac{\pi D_4}{z_l}, \quad \sigma_4 = \frac{s_4}{\sin \alpha_4}. \tag{6}$$

μ — опытный коэфициент, который учитывает неравномерность потока при входе в направляющий аппарат, затем — увеличение скорости c_{3m} (фиг. 76), вызванное образованием мертвого пространства на задней стороне лопатки, и, наконец, сжатие струи при входе. По современным опытам[4] следует полагать

$$\mu = 1{,}05 \div 1{,}25. \tag{6a}$$

В тех случаях, когда требуется устойчивая характеристика (§ 67 и 68), рекомендуется принимать значение указанной величины даже несколько ниже указанных равенством (6a), хотя это и уменьшает несколько к. п. д.

---

1 См. также § 51, особенно замечания на стр. 178 — 179.

2 См. работу Siebrecht, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 321, стр. 24.

3 При больших зазорах между колесом и направляющим аппаратом направление линий тока с учетом трения о стенки учитывается по § 17 уравнениями (45) и (45a).

4 См. диссертацию Schroder'a и работу Siebrecht, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 321, кроме того, см. M. Yendo, Experimental Researches on Turbine Pumps. Rep. Yokohama Technol. College, июнь 1930, № 1.

Значением коэфициента сужения $\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}$, как и при расчете рабочих лопаток колеса, сперва задаются приближенно, а затем исправляют по уравнению (5) [1].

Если поток должен сохранять характер свободного течения до входного сечения BC (фиг. 102), то направляющая лопатка на участке AC должна быть очерчена по логарифмической спирали. Так как $d\varphi = \frac{dr}{r \operatorname{tg} \alpha_4}$ [соответственно уравнению (46) § 32], то уравнение этой спирали

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi} \frac{\ln \frac{r}{r_4}}{\operatorname{tg} \alpha_4},$$

или если заменить натуральный логарифм десятичным, то получим

$$\varphi^\circ = 132 \frac{\lg \frac{r}{r_4}}{\operatorname{tg} \alpha_4}. \tag{7}$$

Определив по этому уравнению положение конечной точки C входного участка или точки, ей соседней (фиг. 102), можно с достаточным приближением заменить спираль дугой окружности с радиусом [2]

$$\rho = (r_4 + r_c) \frac{1}{2 \cos \alpha_4}, \tag{7a}$$

где r_c — есть радиус второй точки.

Кроме того [3], можно найти точные координаты промежуточной точки F, если определить среднюю геометрическую величину r_4, r_c, т. е. $r_f = \sqrt{r_4 r_c}$, и среднюю арифметическую углов, т. е.

$$\varphi_f = \frac{1}{2}(0 + \varphi_c) = \frac{1}{2}\varphi_c.$$

Повторяя тот же прием несколько раз, можно определить положение любого числа точек.

---

[1] Повторения можно избежать, если в уравнение (5) ввести величину σ_4 из уравнения (6) и $\cos \alpha_4 = 1 : \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_4}$. При этом получается квадратное уравнение относительно $\operatorname{tg} \alpha_4$, из которого следует

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \frac{\mu \operatorname{tg} \alpha_3 \overset{+}{(-)} \frac{s_4}{t_4} \sqrt{1 + \mu^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_3 - \left(\frac{s_4}{t_4}\right)^2}}{1 - \left(\frac{s_4}{t_4}\right)^2}. \tag{5a}$$

Отрицательным членом под корнем и в знаменателе, как правило, можно пренебречь, и тогда получаем

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \mu \operatorname{tg} \alpha_3 + \frac{s_4}{t_4} \sqrt{1 + \mu^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_3}. \tag{5b}$$

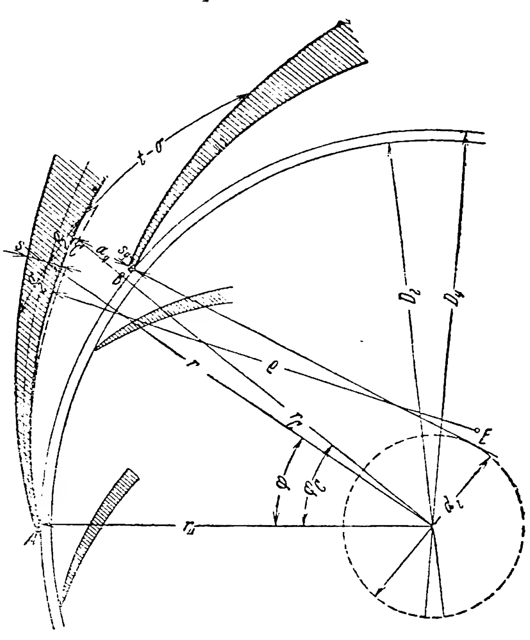
[2] Bader, Z. VDI, 1924, стр. 1147.

[3] Tolle, Regelung der Kraftmaschinen, изд. 3, стр. 465.

При очерчивании входного участка по логарифмической спирали, ширину входа a_4 получаем согласно уравнению

$$a_4 + s_4 = \frac{r_4}{\cos\alpha_4}\left(e^{\frac{\pi}{z_l}\sin 2\alpha_4} - 1\right). \tag{8}$$

Эта ширина входа должна быть обязательно осуществлена в конструкции, так как правильность ширины a_4 оказывает на величину к. п. д. бо́льшее влияние, чем начальный угол α_4. Опыты с поворотными направляющими лопатками [1] различных форм показали, что при изменении профиля лопаток на их входном участке наивыгоднейший к. п. д. получается всегда при сохранении той же ширины a_4. Однако форма входного участка лопатки имеет также влияние; именно, увеличение входного угла за предел, определяемый логарифмической спиралью, соответствующей ширине a_4, является невыгодным. Пожалуй, более к месту оказывается уменьшение входного угла, понятно, при сохранении вышеопределенной ширины входа, так что возникает сомнение, действительно ли логарифмическая спираль как форма входного участка лопатки является наивыгоднейшей. Из этих рассуждений также следует, что часто применяющуюся эвольвенту рекомендовать не приходится, так как она дает угол, увеличивающийся при приближении к центру [2].



Фиг. 102. Входной участок направляющей лопатки AC. Сплошная линия — логарифмическая спираль, пунктирная — эвольвента.

---

[1] См. вышеуказанную работу Siebrecht'a.

[2] При замене логарифмической спирали эвольвентой диаметр образующей окружности (фиг. 102) определяется согласно уравнениям (39) и (40) § 32:

$$d_l = D_4 \sin\alpha_4, \tag{9}$$

а ширина на входе a_4, включая толщину s_4, —

$$a_4 + s_4 = d_l\frac{\pi}{z_l}, \tag{9a}$$

Исходя из этого вычерчивается дуга окружности, заменяющая эвольвенту, подобно тому, как это делалось при вычерчивании лопаток колеса. Однако при применении эвольвенты надо иметь в виду то, что, хотя начальный наклон лопатки определяется точно, но к упомянутым выше недостаткам относится слишком маленькая величина a_4 на входе, и именно ошибка тем больше, чем больше число лопаток z_l.

Толщина s_4 лопатки сравнительно невелика, а именно от 1 до 4 *мм*. Число z_l направляющих лопаток выбирается обычно таким, чтобы оно не имело общих множителей с числом лопаток колеса для того, чтобы не иметь одновременного совпадения нескольких лопаток колеса с лопатками направляющего аппарата. Необходимость этих мероприятий, однако, не является обоснованной опытом. При малых числах направляющих лопаток уменьшается трение, однако увеличивается угол расширения направляющего канала в случае, если радиальная длина его и уменьшение скорости остаются прежними.

При вычерчивании форм направляющего канала между входным сечением *BC* и выходом должны быть приняты во внимание замечания § 13.

Параллельно-струйное течение при входе достигается очертанием лопаток по логарифмической спирали и хорошим закруглением концов направляющих лопаток. Слишком острые кромки лопаток, повидимому, увеличивают потребление мощности при холостом ходе. Увеличение сечения должно быть плавным, и угол расширения не должен превосходить согласно § 13 величин, обеспечивающих отсутствие срыва струй. При этом, однако, надо иметь в виду, что сильное завихривание выходящей из колеса воды увеличивает перемешивание частиц и передачу импульсов из слоя в слой воды, т. е. создает более благоприятную обстановку. Поэтому можно допускать углы расширения до 15°. При этом, однако, получаются слишком длинные каналы, которые удается укоротить для многоступенчатых машин значительно более легко, чем для одноступенчатых, так как в первом случае канал, соединяющий направляющий аппарат с колесом следующей ступени, может быть выполнен как продолжение направляющего аппарата. Во всех случаях стенки должны быть возможно более гладкими. Кроме того, имеет большое значение, чтобы изменения направления были сведены до возможного минимума. Квадратные сечения при входе в направляющий аппарат являются более выгодными для преобразования скоростей, чем прямоугольные. Дальнейшее течение воды от направляющего аппарата к выходному патрубку или к следующей ступени должно происходить при постепенном уменьшении скорости или же при сохранении ее величины. Ни в коем случае не должно иметь место преобразование давления в скорость. Также надо помнить, что предполагаемое преобразование скорости в давление в направляющих каналах происходит в основном в пространстве, лежащем за ними (§ 13).

Концы направляющих лопаток обычно делают бронзовыми, чтобы облегчить получение малых толщин и, кроме того, чтобы получить лопатки гладкие и хорошо сопротивляющиеся износу при больших скоростях потока. Изготовление всего направляющего аппарата из бронзы вызвало бы повышение его стоимости, но в то же время уменьшило бы стоимость модели и обработки.

При всех конструкциях направляющего аппарата надо стремиться к тому, чтобы, по крайней мере, входные участки направляющих лопаток были доступны для обработки, так как именно у них имеют место наибольшие в насосе скорости. Для этой цели лопатки на входном участке направляющего аппарата (в противоположность рабочему колесу) обычно отливаются заодно только с одной боковой стенкой, с другой же стороны лопатки остаются открытыми и, следовательно, доступными для обработки.

Пример расчета. Требуется спроектировать направляющий аппарат к колесу, рассчитанному в примере II § 45.

По данным примера II определяем по уравнению (2)

$$c_{3u} = g\frac{85{,}0}{36{,}65} = 22{,}8 \text{ м/сек},$$

по уравнению (3)

$$c_{3m} = \frac{0{,}026}{\pi \cdot 0{,}25 \cdot 0{,}012} = 2{,}76 \text{ м/сек},$$

и таким образом

$$\operatorname{tg}\alpha_3 = \frac{2{,}76}{22{,}8} = 0{,}1211.$$

При $\mu = 1{,}1, \frac{t_4}{t_4 - \sigma_4} \approx 1{,}11$ уравнение (5) дает

$$\operatorname{tg}\alpha_4 = 1{,}1 \cdot 0{,}1211 \cdot 1{,}11 = 0{,}1485,$$

чему соответствует $\alpha_4 = 8°26'$.

Задавшись диаметром $D_4 = 250 + 5 = 255$ *мм*, $s_4 = 1{,}5$ *мм*, $z_l = 8$, проверяем выбранную величину $\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}$.

При этом $t_4 = \pi \cdot \frac{255}{8} = 100{,}0$ *мм*, $\quad \sigma_4 = \frac{1{,}5}{\sin\alpha_4} = 10{,}21$ *мм*,

$$\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4} = \frac{100{,}0}{89{,}79} = 1{,}112,$$

что достаточно хорошо совпадает с принятой ранее величиной [1]. Логарифмическая спираль может теперь быть вычерчена на основании уравнения (7):

$$\varphi^{\circ} = 132\frac{\lg\left(\frac{r}{127{,}5}\right)}{0{,}1485} = 888\lg\frac{r}{127{,}5} = 888(\lg r - \lg 127{,}5),$$

причем конечной точке C фиг. 102 соответствует $r_c = 143{,}5$ *мм*, $\varphi_c = 45°30'$. Поэтому радиус дуги, заменяющей спираль, найдем по уравнению (7а):

$$\rho = \frac{127{,}5 + 143{,}5}{2\cos\alpha_4} = 137 \text{ мм}^{*}.$$

b_3 выбирается по уравнению (3а) равным $12 + 1 = 13$ *мм*. Для контроля по уравнению (8) определяют $a_4 + s_4 = 15{,}6$ *мм*, т. е. $a_4 = 15{,}6 - 1{,}5 = 14{,}1$ *мм*.

Определенный таким образом входной участок изображен на фиг. 99.

48. ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ НАКЛОНЕНИЕ ЛОПАТОК

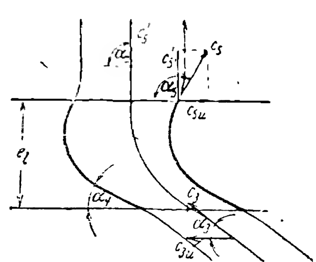
Вследствие конечности расстояния между направляющими лопатками поток отклоняется ими на угол, несколько меньший, чем то соответствует углу наклона лопаток. Поэтому для того чтобы отклонить поток на нужный угол у лопаток направляющего аппарата (так же как прежде — у лопаток рабочего колеса), следует изменить наклон так, чтобы угол α_4 стал несколько меньше α_3, как то показано на фиг. 103 для лопаток аксиальной конструкции. Знание соответствующего этому „дополнительного угла наклона" позволяет увеличить шаг лопаток, т. е.

[1] Во многих случаях уравнение (5b) дает возможность сократить вычисление.

* В соответствии со стр. 163 форма входа может быть изменена так, чтобы угол по направлению к центру уменьшался от α_4 до α_3 при сохранении a_4.

обходиться меньшим числом лопаток, что уменьшает тем самым трение и удешевляет всю конструкцию направляющего аппарата. Но такого дополнительного увеличения наклона лопаток, которое вызвало бы уменьшение ширины при входе, однако, не допускают из тех же соображений, что и в указанных выше случаях рабочего колеса (см. конец § 43) и направляющего аппарата (см. § 47).

В направляющем аппарате необходимость дополнительного угла наклона вызывается также и давлением на лопатку. В грубых чертах явление можно объяснить себе тем, что образующееся на задней стороне лопатки понижение давления как бы притягивает к себе линии тока (фиг. 103). Давление на лопатки происходит оттого, что частицы жидкости принуждены отклоняться ими от траекторий свободного течения, например, от течения по логарифмическим спиралям в случае радиального колеса, или от течения по винтовой линии в случае осевого колеса. Как и в случае рабочего колеса, давление на лопатки увеличивается от их кромок к середине. Точно так же отклонение потока по отношению к направлению лопаток будет происходить частично в канале, частично з а к а н а л о м в „зоне выравнивания", которая является необходимой, так как частицы, движущиеся вблизи лопатки, могут установиться в направлении отклонения в своем движении лишь позади нее. Если, однако, для простоты расчета принять давление на единицу длины лопатки одинаковым по всей ее длине (так, что на концах лопатки это давление переходит в нуль внезапно), то отклонение можно полагать происходящим как бы сконцентрированно на окружности выхода, вследствие чего для самого канала можно принять соотношение, имеющее место для канала бесконечно большой длины, а для пространства непосредственно за каналом можно принять соотношения, имеющие место при уже выровнявшемся потоке. Понятно, что в действительности разрыв линий тока невозможен; однако на основании этого упрощенного представления мы можем установить приближенные закономерности, вполне пригодные для расчетов, а полная аналогия с соотношениями в рабочем колесе приводит к тем же результатам; при этом следует иметь в виду, что момент, воспринимаемый направляющим аппаратом, пропорционален [по уравнению (74) § 24] изменению момента количества движения.



Фиг. 103. Осевой направляющий аппарат.

В соответствии с уравнениями (21) и (22) § 42 мы имеем [1]

$$\Delta (rc_u)_\infty = \Delta (rc_u)(1 + p_l), \qquad (10)$$

где

$$p_l = \frac{\psi_l \cdot r_5^2}{z_l S_l} \; . \qquad (11)$$

Здесь в соответствии с обозначениями фиг. 104 и 105 обозначено через:

$\Delta (rc_u)_\infty$ — разность моментов количества движения rc_u выте-

[1] Точный вывод автора помещен в Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 295, стр. 80 и след.

кающей и втекающей жидкости при бесконечно большом числе лопаток;

$\Delta(rc_u)$ — та же величина, но при действительном числе лопаток;

S_l — статический момент средней струйки AB в меридиональном сечении (фиг. 105);

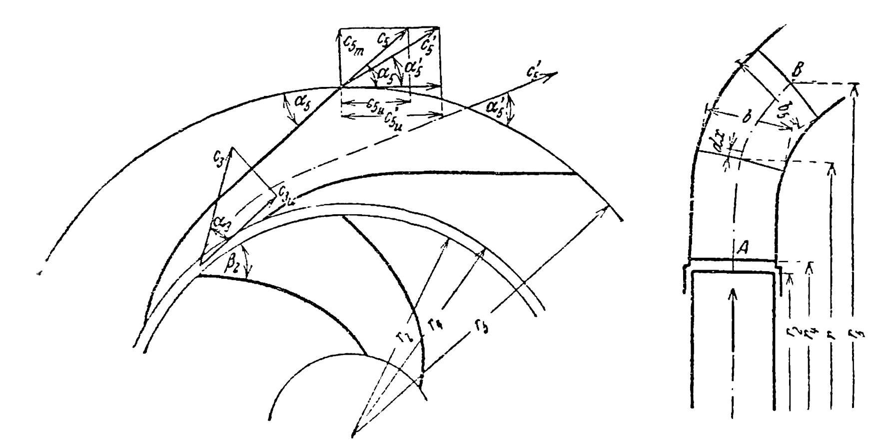
ψ_l — опытный коэфициент.

Индексы относятся:

3 — к состоянию невозмущенного потока за рабочим колесом;

4 — к потоку непосредственно за входом;

5 — к потоку при выходе из каналов направляющего аппарата, еще сжатому за счет толщины лопаток, однако при соотношениях, соответствующих бесконечно большому числу их, т. е. при линиях тока, совпадающих с кривизной лопаток;



Фиг. 104. Радиальный направляющий аппарат.

Фиг. 105. Разрез направляющего аппарата меридиональной плоскостью.

5 со знаком прим (например, c_5') — к потоку при выходе из направляющего аппарата, сжатому за счет толщины лопаток, но с учетом отклонения потока от направления лопаток, т. е. соответственно невозмущенного потока, мысленно продолженного в обратном направлении. При этом

$$S_l = \int_{r_4}^{r_5} r\,dx \tag{12}$$

и

$$\Delta(rc_u)_\infty = r_2c_{3u} - r_5c_{5u},$$

$$\Delta(rc_u) = r_2c_{3u} - r_5c_{5u}'.$$

В связи с уравнением (10) для действительной скорости выхода c_5' (фиг. 104) при заданном направляющем аппарате величину тангенциальной скорости получаем

$$c_{5u}' = \frac{1}{1+p_l}\left(c_{5u} + p_l\,\frac{r_2}{r_5}\,c_{3u}\right), \tag{13}$$

где

$$c_{5u} = c_{5m} \operatorname{ctg} \alpha_5 . \qquad (14)$$

При этом угол наклона α_5' выровнявшегося потока при выходе определяется

$$\operatorname{tg} \alpha_5' = \frac{c_{5m}}{c_{5u}'} . \qquad (13a)$$

Далее, получаем кажущуюся слагающую скорости c_{5u} для бесконечного числа лопаток, определение которой необходимо, если направляющий аппарат рассчитывается для заданного потока:

$$c_{5u} = c_{5u}' (1 + p_l) - p_l \frac{r_2}{r_5} c_{3u} . \qquad (15)$$

При этом угол выхода α_5 определяется по уравнению

$$\operatorname{tg} \alpha_5 = \frac{c_{5m}}{c_{5u}} . \qquad (16)$$

В случае многоступенчатых насосов, когда направляющие и подводящие лопатки объединены, т. е. выполнены пространственно изогнутыми, желателен выход без тангенциальной составляющей, т. е. $c_{5u}' = 0$, $\alpha_5' = 90°$. То же самое желательно при направляющих аппаратах у осевых насосов (фиг. 103). Тогда по уравнению (15)

$$c_{5u} = - p_l \frac{r_2}{r_5} c_{3u} . \qquad (17)$$

Знак минус указывает, что $\alpha_5 > 90°$.

Статический момент S_l имеет для случая радиального направляющего аппарата (фиг. 104) величину

$$S_l = \int_{r_4}^{r_5} r\,dr = \frac{1}{2} (r_5^2 - r_4^2) , \qquad (18)$$

а для осевого направляющего аппарата (фиг. 103)

$$S_l = r e_l . \qquad (18a)$$

Для пространственно изогнутых направляющих лопаток (фиг. 106) должно применяться уравнение (12).

Что касается величины коэфициента ψ_l, то для него имеется еще мало опытных данных [1], однако предварительно его можно считать изменяющимся в тех же границах, что и в случае рабочего колеса, т. е. $\psi_l = 0{,}8 \div 1$, считая вход безударным. Необходимо заметить, что увлекающее действие колеса (§ 117) вызывает уже при входе на направляющие лопатки повышение давления и, разгружая таким образом выход, уменьшает ψ_l.

Несмотря на то, что предлагаемый способ целиком основан на опытных коэфициентах, он, тем не менее, должен быть рекомендован. Другой способ определения отклонения, опирающийся на метод, описанный

[1] См. диссертацию Hagmayer'a.

в § 5 [1], и исходящий из свойств плоского потенциального потока, требует для своего применения слишком большого количества времени, сравнительно неточен и не учитывает влияния вязкости, которое именно здесь — в замедляющемся потоке — является доминирующим (§ 13). Кроме того, невыровненный периодический характер потока при входе в направляющий аппарат, вызванный рабочими лопатками, этим методом не может быть учтен.

49. ПОСТРОЕНИЕ ПРОФИЛЯ ЛОПАТОК НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА ПО ТОЧКАМ

В случае если даны сечение кожуха (т. е. изменение ширины направляющих каналов) и изменение толщины лопаток и скорости течения, то построение по точкам профиля направляющих лопаток может быть выполнено так же, как то указано в § 32b и § 85b для рабочего колеса. Применение этого способа особенно удобно при лопатках двоякой кривизны. Если на окружности радиуса r (фиг. 102) задан угол наклона α средней линии лопатки [2] и если (согласно представлению элементарной теории турбин) принять, что скорость c всюду одинакова и направлена под этим углом α, то количество протекающей жидкости

$$Q' = bz_l(t - \sigma)\, c \sin\alpha = bz_l\left(t - \frac{s}{\sin\alpha}\right) c \sin\alpha, \tag{19}$$

т. е. соответственно уравнению (43) § 32b

$$\sin\alpha = \frac{s}{t} + \frac{Q'}{z_l t b c}, \tag{20}$$

или по уравнению (45) § 32b

$$\sin\alpha = \frac{s}{t} + \frac{(c_m)_{netto}}{c}. \tag{21}$$

Из полученной отсюда кривой изменения углов α мы можем помощью графического интегрирования определить положение средней линии лопатки в соответствии со следующим (выведенным в § 85b) выражением:

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi}\int_{r_1}^{r} \frac{dx}{r \operatorname{tg}\alpha}. \tag{22}$$

Вычерчивание профиля проводят способом, описанным выше для лопаток рабочего колеса переменной толщины (см. также конец II примера § 45).

---

[1] См. также König. Z. angew. Math. Mech., 1922, стр. 422; Ringleb, там же, 1931, стр. 40; далее Spannhake, Kreiselräder als Pumpen und Turbinen, т. 1, стр. 83 (имеется русский перевод).

[2] Под средней линией лопатки надо всегда понимать линию, которая делит пополам толщину σ лопатки в направлении окружности (фиг. 102) и которая при толстых лопатках совпадает с геометрическим местом центров вписанных кругов.

Часто бывает целесообразно задаться изменением угла α и определить отсюда толщину лопатки, причем по уравнению (19)

$$\sigma = t - \frac{Q'}{b\, z_l c \sin\alpha} \tag{23}$$

или по уравнениям (20) или (21)

$$s = t \sin\alpha - \frac{Q'}{z_l b\, c} = t\left(\sin\alpha - \frac{(c_m)_{netto}}{c}\right). \tag{24}$$

Как при задании себе кривой изменения углов α, так и при ее определении расчетом должно иметь в виду необходимость дополнительного наклонения лопаток (как то имеет место и для лопаток рабочего колеса), о котором говорилось в предыдущем параграфе.

Кроме того, надо помнить, что входящие сюда скорости c соответствуют бесконечному числу лопаток, т. е. не соответствуют действительности и являются средними величинами лишь при достаточно длинных каналах.

50. ПРАКТИЧЕСКОЕ ВЫПОЛНЕНИЕ НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА

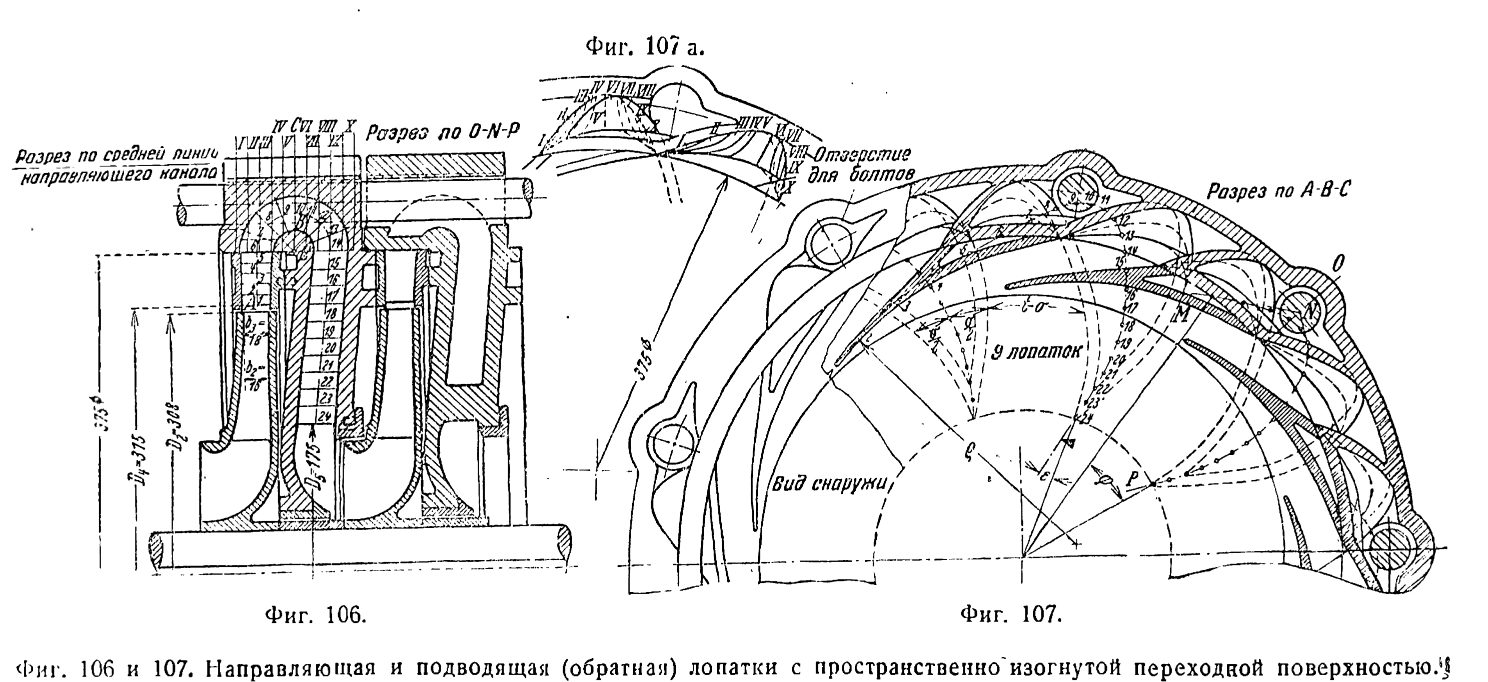
Надо указать на несколько основных типичных форм направляющих аппаратов.

а) **Направляющие и подводящие лопатки соединены.** На фиг. 106 и 107 ребра, принадлежащие радиальной, направленной к оси, части подводящего канала, выполнены в виде продолжения направляющих лопаток. Выгодой такого расположения является то, что этим создается относительно длинный путь для воды, на котором происходит замедление ее движения, так что угол расширения канала нигде не превосходит предельной величины 15°. Далее, диаметр кожуха может быть сделан достаточно малым. При проектировании вначале наносится средняя струйка (фиг. 107), как то указано в § 85 для лопаток двоякой кривизны. Благодаря сильно изменяющейся толщине лопатки здесь предпочтительно применение способа построения по точкам.

Исходными данными для проектирования направляющего аппарата, изображенного на фиг. 106 и 107, были размеры рабочего колеса (указанные на фиг. 106) и значения $Q' = 0{,}0315$ *м³/сек*, $c_{3m} = 2{,}04$ *м/сек*, $c_{2u}' = c_{3u} = 13{,}9$ *м/сек*, $\alpha_4 = 10°10'$.

Сперва целесообразно вычертить часть направляющей лопатки непосредственно за колесом по способу, изложенному в § 47, например, с входным участком, очерченным по логарифмической спирали. Последующие участки вычерчиваются по точкам, причем величины α и c начального участка служат началом кривых изменения α и c вдоль всего направляющего аппарата, который и строится на основании этих кривых „по точкам" (фиг. 107 b). При этом на вычерченном участке лопатки наносят среднюю линию путем деления пополам предполагаемой величины σ (фиг. 102) и, определив по ней соответствующую величину угла α, подсчитывают скорость c по уравнению (19). Величины c и α (фиг. 107 b) [1] наносятся в зависимости от длины развертки средней струйки от точек *1* до *24* в меридиональном сечении (фиг. 106). Продолжение линий α и c должно соответствовать принятым условиям выхода. Вода должна вытекать под углом $\alpha_5' = 90°$ со скоростью $c_5' = c_{3m}$, которая почти равняется скорости входа в следующее колесо. Вследствие упомянутого выше отклонения лопатка должна быть еще наклонена на дополнительный угол $\varepsilon = \alpha_5 - 90°$,

[1] Числа, написанные вдоль оси x, относятся к точкам, нанесенным на фиг. 106 и 107.



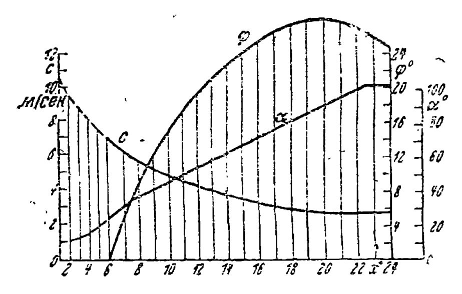
Фиг. 106.

Фиг. 107.

Фиг. 106 и 107. Направляющая и подводящая (обратная) лопатки с пространственно изогнутой переходной поверхностью.

Фиг. 107а. Модельные столярные) сечения переходной поверхности.

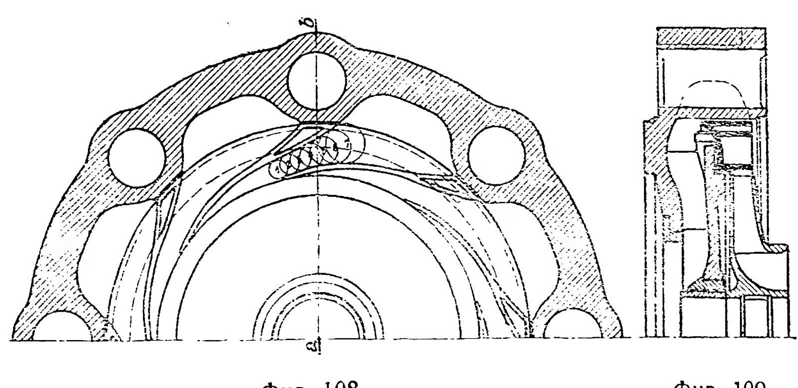
который определяется из уравнений (16) и (17)[1]. Имея построенными по точкам при помощи уравнения (22) § 49 средние линии от точки *1* до *24* и нанося по обе их стороны половину толщины лопаток $\frac{\sigma}{2}$, получаем форму самих лопаток, причем σ определяется по уравнению (23). Часть поверхности лопатки в месте поворота канала можно построить, образуя ее прямой, скользящей одновременно по начерченной средней линии тока и по другой соответственно выбранной направляющей, например, проходящей через точку *E* окружности (фиг. 106) так, чтобы эта прямая все время пересекала ось вала[2].



Фиг. 107b. Диаграмма скоростей к направляющему аппарату фиг. 106.

Таким способом для этой поверхности получены линии, соответствующие сечениям *I—X*, изображенные на фиг. 107 a. Анкерные болты, необходимые для соединения отдельных секций кожуха (§ 109), проходят через отверстия в направляющих лопатках. Данная конструкция требует литья высокого качества. Следует отметить, что сомнительно: действительно ли в этом случае постоянное уменьшение скорости, принятое вне зависимости от изменения направления потока, является наиболее выгодным для преобразования скоростной энергии?

Канал можно выполнить и без поверхностей двоякой кривизны (не отказываясь при этом от цельностного выполнения обеих частей канала), для чего



Фиг. 108. Фиг. 109.

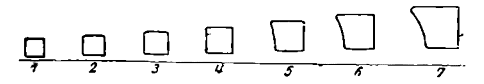
Фиг. 108 и 109. Направляющий аппарат Ehrhardt & Sehmer A-G. Saarbrücken.

переходят к методу его проектирования, изображенному на фиг. 98 и 99, при котором канал в месте его поворота образован плоскими стенками. На верхней и нижней половинах фиг. 99 представлены две различные конструкции. В обоих случаях стенки каналов в местах наибольшего удаления от вала, т. е. вблизи анкерных болтов, проходят в осевом направлении, так как в них окружная скорость c_u почти что отсутствует и преобразование скорости в давление почти закончено. В конструкции, изображенной на нижней части фиг. 99, этот переход выполнен при лучшем использовании пути, а именно без значительных расширений и поворотов, имеющих место в конструкции, изобра-

[1] При этом статический момент S_l всей средней линии от точки *1* до *24* (фиг. 106) может быть определен по уравнению (12), причем нужно принять во внимание указания, приведенные в конце § 42.

[2] Эта же мысль использована в патенте 400465, 59 b[1] Машиностроительного завода Wernert G. m. b. H. Mülheim-Ruhr.

женной на верхней части фигуры. Это выражается также в различном характере изменения скоростей c, которые нанесены в виде кривых на фиг. 100 а в зависимости от длины развертки XYZ меридионального сечения канала (фиг. 98 внизу). Кривая c верхней конструкции, изображенная сплошной линией, спадает более быстро, чем кривая c (пунктирная) для нижней конструкции. Обе конструкции выполнены по данным расчета, приведенного в примере II § 45. За местом поворота полые лопатки продолжены настолько далеко, что они при соблюдении дополнительного угла $\varepsilon = \alpha_5 - 90°$, определенного по уравнениям (17) и (16), сообщают вытекающей воде почти радиальное направление. Кривые c фиг. 100 а спадают, понятно, быстрее, чем кривые (фиг. 107b) для вышеописанной конструкции. Так как быстрое уменьшение скорости происходит лишь вблизи того места, где поток поворачивается на 180°, и так как, как то указано в § 14, увеличение сечения у „вершины“ нормального колена уменьшает потери, то возможно, что эта упрощенная конструкция равноценна вышеописанной или даже ее превосходит. Приведенная на фиг. 108 и 109 конструкция завода Эрхардт & Земер (Саарбрюкен) имеет подобные же гидравлические особенности и интересна в том смысле, что каналы направляющего аппарата расширяются также и в стороны, так что они имеют почти всюду квадратное сечение.



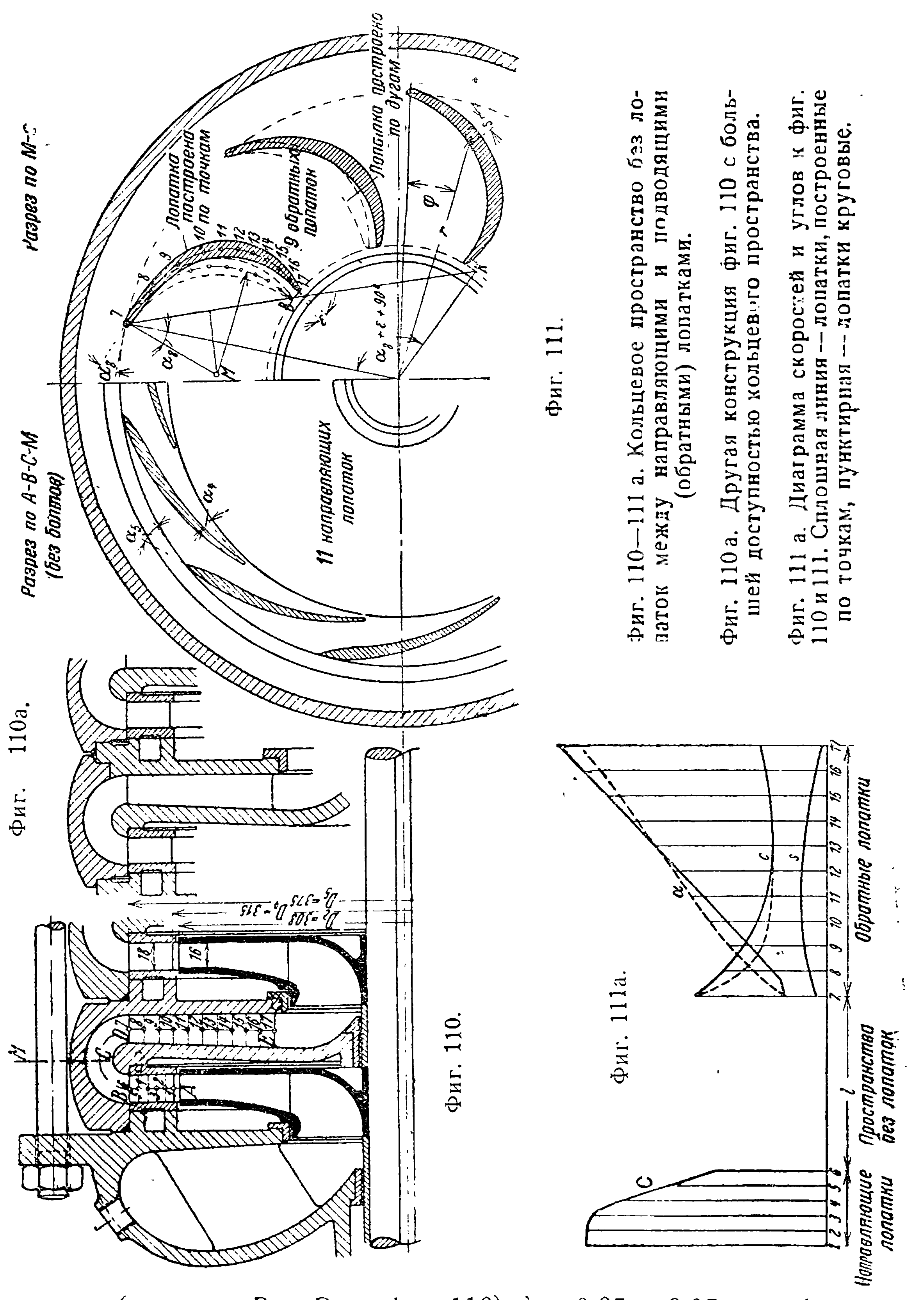
Фиг. 109 а. Поперечные сечения канала направляющего аппарата фиг. 108 и 109.

b) Кольцевое переходное пространство без лопаток между направляющими и подводящими лопатками (фиг. 110 и 111). Затруднения, встречаемые при выполнении перехода от направляющих лопаток к подводящим, могут быть устранены устройством между ними кольцевого пространства без лопаток. Выходящий из направляющего аппарата поток стремятся направить к подводящим (обратным) лопаткам без удара, для чего последние соответственно изгибаются. Для уменьшения потерь направляющие лопатки должны иметь у выхода плавно заостренные концы. Это требует относительно большого числа направляющих лопаток в том случае, если нежелательно допускать в каналах больших углов расширения[1]. Для того чтобы получить правильную величину угла наклона α_8 начального участка подводящих лопаток, надо определить скорость выхода из направляющего аппарата как по величине, так и по направлению; при этом определяют отклонение при выходе $\alpha_5 - \alpha'_5$ по уравнениям (13) и (13a). Течение в кольцевом пространстве при отсутствии трения происходит при постоянном моменте количества движения rc_u. Так как в действительности момент количества движения уменьшается вследствие трения, т. е. угол увеличивается, то угол притекания α_7 к подводящим лопаткам лучше определять по приведенному в § 17 уравнению (49), которое в нашем случае дает

$$\operatorname{tg} \alpha_7 = \left(b_6 \operatorname{tg} \alpha_6 + \frac{\lambda}{4} l \right) \frac{1}{b_7} \cdot \tag{25}$$

В этом равенстве α_6 — угол наклона линий тока за направляющим аппаратом [который отличается от угла α_5', получаемого по уравнению (13a), только в том случае, если концы направляющих лопаток имеют конечную толщину]; b_6 и b_7 — ширины канала при выходе из направляющего аппарата и соответственно при входе на подводящие

[1] По этой причине это устройство весьма употребительно в турбокомпрессорах, так как там большее количество направляющих лопаток желательно для уменьшения свиста и возможно за счет выполнения их из листового металла.



Фиг. 110.

Фиг. 110а.

Фиг. 111.

Фиг. 111а.

Фиг. 110—111 а. Кольцевое пространство без лопаток между направляющими и подводящими (обратными) лопатками.

Фиг. 110 а. Другая конструкция фиг. 110 с большей доступностью кольцевого пространства.

Фиг. 111 а. Диаграмма скоростей и углов к фиг. 110 и 111. Сплошная линия — лопатки, построенные по точкам, пунктирная — лопатки круговые.

лопатки (в точках B и D на фиг. 110); $\lambda \approx 0{,}05 \div 0{,}07$ — коэфициент сопротивления, значение которого определяется по указаниям § 11, причем принимают во внимание, что $d = \frac{4F}{U} = 2\,b$ и что входной участок отсутствует, а l — длина средней линии тока BCD в меридиональном сечении.

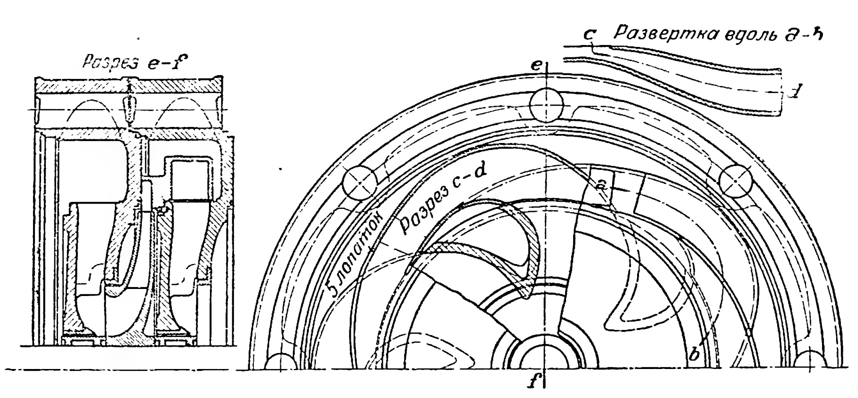
На фиг 110а показана конструкция, в которой подводящие каналы более доступны для обработки, чем в конструкции, изображенной на фиг. 110, вследствие чего для нее можно принимать меньшее значение λ.

Принимая во внимание конечную толщину подводящих лопаток в начале их, т. е. сужение $\frac{t_8}{t_8 - \sigma_8}$, величина начального угла α_8 определяется, как обычно,

$$\operatorname{tg} \alpha_8 = \frac{t_8}{t_8 - \sigma_8} \operatorname{tg} \alpha_7. \tag{26}$$

Подводящие (обратные) лопатки могут быть очерчены либо по дугам круга согласно изложенному в § 32 или построены по точкам, как то указано в § 49 [задавшись кривыми изменения c и s (фиг. 111а), — по уравнениям (20) и (22)]. В обоих случаях необходимо при выходе придавать лопаткам некоторый дополнительный угол наклона $\varepsilon = \alpha_5 - 90°$, соответствующий уравнениям (17) и (16). На фиг. 111 пунктиром изображена лопатка, очерченная по одной дуге круга с использованием конструкции, освещенной в связи с фиг. 65. В случае лопатки, построенной по точкам (начерчена на фиг. 111 сплошными линиями), в основу была положена кривая изменения α, изображенная на фиг. 111а, и затем кривая изменения c, определенная из первой по уравнению (20). На этой же фигуре нанесены также кривые изменений α и c для очерченной по дуге круга лопатки, которые явно менее выгодны, чем кривые для лопатки, рассчитанной по точкам.

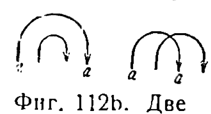
c) **Перекрещивающиеся каналы.** На фиг. 112 — 112а изображена конструкция, коренным образом отличающаяся от описанных выше.



Фиг. 112. Фиг. 112 а.

Фиг. 112 и 112а. Направляющий аппарат с поворотом воды по оси непосредственно за рабочим колесом.

В то время как в предыдущих конструкциях схема движения в меридиональном сечении направляющего и подводящего каналов почти та же, что и в колене с углом поворота в 180° (фиг. 112b, слева), в данной конструкции переход от радиального течения, направленного к периферии, к течению в обратном направлении происходит таким образом, что линии тока в меридиональном сечении перекрещиваются (фиг. 112b, справа). Это можно представить себе так: вытекающая из рабочего колеса вода направляется к периферии, главным образом, не по радиусу, а сразу же

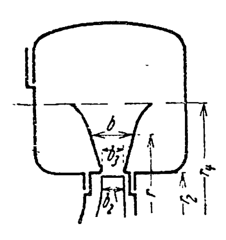


Фиг. 112b. Две схемы обхода.

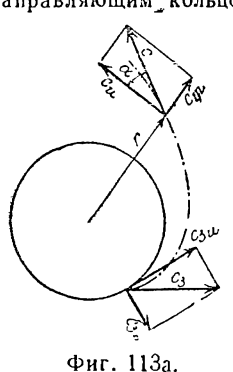
начинает отклоняться в осевом направлении. Если бы линии тока не удалялись от оси колеса, то мы имели бы в цилиндрическом пространстве траектории в виде винтовых линий, которые затем можно было бы в каком-либо месте отклонить внутрь до радиального направления. Как видно из фиг. 112а, канал начинает расширяться одновременно с поворотом в осевом направлении и притом сразу в обоих направлениях, так что, не превосходя допустимого угла расширения, мы имеем достаточно эффективное уменьшение скорости. Число направляющих лопаток должно быть в этом случае сравнительно малым, так как иначе оказывается невозможным разместить направляющие каналы. Эта конструкция направляющего аппарата, изображенная для несколько иного выполнения на фиг. 274 и 275а, позволяет значительно уменьшить габариты направляющего аппарата в радиальном направлении. Однако надо принять во внимание, что невозможность выполнения начального участка направляющего канала прямолинейным невыгодно сказывается на величине к. п. д.

51. БЕЗЛОПАТОЧНОЕ НАПРАВЛЯЮЩЕЕ КОЛЬЦО (ДИФФУЗОР)

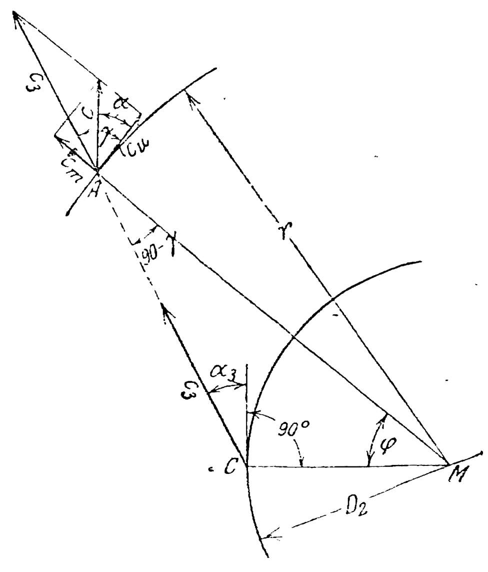
Стенки безлопаточного направляющего аппарата (кольца), как бы продолжающие боковые стенки рабочего колеса (фиг. 113), выполняются в форме поверхностей вращения. Они могут быть параллельны друг другу



Фиг. 113. Центробежный насос с безлопаточным направляющим кольцом.



Фиг. 113а.



Фиг. 113b.

или иметь любые произвольные очертания. Форма стенок влияет на изменение составляющей c_m скорости (фиг. 113а) и выражается следующим уравнением:

$$Q' = 2r\pi b \cdot c_m = 2r_2\pi b_2 \cdot c_{3m},$$

или

$$c_m = \frac{Q'}{2 r \pi b} = c_{3m} \frac{r_2 b_2}{r b} . \qquad (27)$$

Что же касается изменения тангенциальной составляющей скорости c_u то эта последняя при отсутствии потерь меняется по закону площадей, т. е. в соответствии с § 5,b:

$$c_u r = c_{3u} r_2 = K, \qquad (28)$$

где K при $\alpha_0 = 90°$ определяется из основного уравнения

$$K = \frac{c_{3u} u_2}{\omega} = \frac{g H_{th}}{\omega} . \qquad (28a)$$

Из уравнения (28) имеем

$$c_u = \frac{K}{r} . \qquad (28b)$$

Таким образом тангенциальная составляющая скоростей меняется обратно пропорционально радиусу r. Так как именно эта тангенциальная составляющая является основной величиной при преобразовании скорости в давление, то мы можем сказать, что существенным размером направляющего кольца является только его радиальное протяжение; будет ли оно расширяющимся или сужающимся, почти безразлично. Последующее продолжение кольца в осевом направлении нерационально, так как это вызовет увеличение пути и тем самым увеличит потери на трение, не принося никакого выигрыша.

Тангенциальная составляющая скорости c_u может быть определена графическим путем, если (фиг. 113b) продолжить направление скорости c_3 до точки пересечения A с рассматриваемой окружностью (концентрической колесу) и перенести начало вектора скорости c_3 в точку A. Тангенциальная составляющая перенесенной скорости c_3 является в то же время тангенциальной составляющей c_u еще неизвестной скорости c, которая не совпадет со скоростью c_3, так как ее радиальная составляющая c_m определяется уравнением (27)[1].

Второе выражение для c_u в связи с уравнением (28a) указывает, что при заданном теоретическом напоре скорости в определенном месте направляющего кольца зависят только от числа оборотов и не зависят от радиуса кольца.

Если принять во внимание потерю на трение о стенки, то вместо закона площадей [уравнение (44) § 17] следует применять распространенный закон площадей [уравнение (45) § 17]:

$$\frac{1}{r c_u} - \frac{1}{r_2 c_{3u}} = \frac{\lambda \pi}{2 Q'} (r - r_2) \qquad (29)$$

[1] При обозначениях фиг. 113b из треугольника MCA получаем

$$\sin(90 - \gamma) = \frac{r_2}{r} \sin(90 + \alpha_3), \text{ т. е. } \cos\gamma = \frac{r_2}{r} \cos\alpha_3,$$

откуда

$$c_u = c_3 \cos\gamma = \frac{r_2}{r} c_3 \cos\alpha_3 = c_{3u} \frac{r_2}{r} ,$$

совпадающее с уравнением (28).

или, если ввести угол наклона линий тока,

$$b \operatorname{tg} \alpha - b_3 \operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{\lambda}{4}(r - r_2), \tag{29a}$$

где $\lambda = 0{,}03 \div 0{,}06$ представляет собой величину коэфициента трения, которую принимают сравнительно большой, так как здесь имеется замедленное движение (соответствующее описанному в § 13, см. также § 17), отсутствует входной участок и, наконец, величина d, которая вводится в уравнение (21) § 10, равная $d = \frac{4F}{U} = \frac{4 \cdot 2r\pi b}{2 \cdot 2r\pi} = 2b$, оказывается очень малой.

О работе безлопаточного направляющего кольца на основании имеющихся опытов[1] можно сказать следующее: при малых углах α_3 абсолютной скорости выхода из колеса, как то имеет место в насосах высокого давления, к. п. д. и напор значительно ниже, чем при применении направляющих лопаток. Наибольший к. п. д. обычно достигается при расходах, которые по величине больше расходов, соответствующих безударному входу (см. конец § 62), и больше расходов, имеющихся при применении направляющих лопаток (фиг. 139).

То, что расходуемая мощность получается различной в случаях лопаточного и безлопаточного направляющего аппарата, объясняется различной для обоих случаев зависимостью от числа лопаток и, наконец, различием в увлекающем воздействии самого колеса (см. § 117,c). При малых расходах, т. е. при малых углах выхода α_3, в направляющем кольце имеют место значительные потери, обусловленные тем, что при уменьшающемся угле наклона спиральных траекторий длина пути, проходимого каждой частицей жидкости, быстро увеличивается.

Для того чтобы сделать наглядными указанные соотношения[2], подсчитаем потери на трение H_{r2} для какого-либо определенного направляющего кольца при различных расходах воды через рабочее колесо, выходные кромки лопаток которого заданы, т. е. имеют постоянные β_2, b_2 и u_2. Изменение расхода мы можем себе представить как результат соответствующего изменения условий входа в колесо. При этом в треугольнике скоростей (фиг. 56 или 128) меридиональная скорость c_{2m} будет изменяться прямо пропорционально Q', т. е. точка A_2 на неподвижной стороне угла β_2 будет соответственно передвигаться, причем угол α_2 будет изменяться от 0 ($c_{2m} = 0$ или $Q' = 0$) до 90° ($c_{2m} = u_2 \operatorname{tg} \beta_2$ или $Q' = Q_{\max}$).

Трение на бесконечно малом участке $dx = \frac{dr}{\sin \alpha}$ (фиг. 35) по уравнению (37) § 17 равняется

$$dH_{r2} = \lambda \frac{dx}{2b} \frac{c^2}{2g} = \frac{\lambda}{2b} \frac{dr}{\sin \alpha} \frac{c^2}{2g}. \tag{30}$$

Так как

$$\sin \alpha = \frac{c_m}{c} = \frac{c_m}{\sqrt{c_m^2 + c_u^2}},$$

то, если мы введем величину c_m, определяемую уравнением (27), и c_u из

---

[1] Herbert, Beitrag zur Theorie der Zentrifugalpumpen. Dissert., München 1913 или Z. ges. Turbinenwes., 1913, стр. 481; Siebrecht, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 321; M. Yendo, Experimental Researches on Turbine Pumps. Rep. Yokohama Techn. College, № 1, июнь 1930.

[2] Это исследование было помещено в работе автора, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 295, стр. 77 и след.

уравнения (29) и далее будем считать c_m^2 очень малой по сравнению с c_u (т. е. положим $c = c_u$), то получим

$$dH_{r_2} = \frac{\lambda\pi}{2gQ'} \cdot \frac{dr}{r^2\left[\frac{1}{r_2 c_{3u}} + \frac{\lambda\pi}{2Q'}(r - r_2)\right]^3}. \tag{31}$$

Интегрирование в пределах от r_2 до r_4 дает

$$\left.\begin{aligned} H_{r2} = \frac{\lambda}{2gB^3}\Bigg\{ & \left(\frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\right)^2\left(B^2 + \frac{9}{4}B\lambda + \frac{3}{4}\lambda^2\right) - \\ & - 4c_{2m}^2\frac{b_2^2}{r_2 r_4}\left[1 + \frac{\lambda}{4}r_4\frac{5Br_2 + 2\lambda r_4}{\left(Br_2 + \frac{\lambda}{2}r_4\right)^2}\right] + \\ & + 6\frac{\lambda}{B}c_{2m}^2\left(\frac{b_2}{r_2}\right)^2 \ln\left[\frac{r_2}{r_4}\left(1 + \frac{\lambda}{4}\frac{r_4 - r_2}{b_2}\frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{c_{2m}(1+p)}\right)\right]\Bigg\}, \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

[после подстановки

$$Q' = 2\pi r_2 c_{2m} b_2, \tag{32a}$$

$$c_{3u} = \frac{c_{2u}}{1+p} = \frac{1}{1+p}(u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2) \tag{32b}$$

(см. треугольник скоростей для выхода из колеса, фиг. 82)].

Значение p определяется из уравнения (22) § 42, значение B — из следующего уравнения:

$$B \equiv \frac{2b_2}{r_2}\frac{c_{2m}(1+p)}{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2} - \frac{\lambda}{2}. \tag{33}$$

Сужением при выходе из колеса пренебрегаем.

Изменение H_{r2} в зависимости от c_{2m}, а также и в зависимости от Q', может быть определено из уравнения (32). Весьма громоздкий расчет может быть избегнут за счет того, что определяются только три легко находимые точки вместе с касательными, проходящими через них, по которым может быть начерчена линия, близкая к параболе, что будет достаточно точным.

Именно уравнение (32) дает для точки пересечения A с осью ординат (фиг. 114), т. е. для $Q' = 0$ или $c_{2m} = 0$,

$$H_{r20} = \frac{1}{2g}\left(\frac{u_2}{1+p}\right)^2,$$

что можно было ожидать, так как при отсутствии подачи длина пути любой частицы бесконечно велика и тангенциальная составляющая скорости вытекающей из колеса жидкости $(c_{3u})_0 = \frac{u_2}{1+p}$ целиком расходуется на преодоление трения.

Далее, для $c_{3u} = 0$, т. е. $H_{th} = 0$, когда вода протекает через направляющее кольцо в радиальном направлении, H_{r2} по уравнению (32) также обращается в нуль, так как скоростью c_m мы при выходе пренебрегаем. Отсюда определяем положение точки C на оси Q', так как Q' для таких нерабочих лопаток известно, ибо $c_{2m} = u_2\operatorname{tg}\beta_2$, а следовательно, и расход $(Q')_{\max} = 2r_2\pi b_2 c_{2m} = 2r_2\pi b_2 u_2\operatorname{tg}\beta_2$.

Кривая изменения H_{r2} имеет еще особую промежуточную точку D, для которой $\frac{1}{r_2 c_{3u}} = \frac{\lambda\pi}{2Q'}r_2$ и уравнение (32) принимает значение $\frac{0}{0}$, так как $B = 0$. Для этой точки уравнение (31) получает простой вид:

$$(dH_r)_1 = \frac{1}{g}\left(\frac{2Q'}{\lambda\pi}\right)\frac{dr}{r^5},$$

так что оно может быть легко проинтегрировано.

Точно так же легко определяются касательные в этих трех точках A, D, C (фиг. 114). Ниже приведены формулы для определения точек A, D, C и точек F и E пересечения касательных к кривой с осью Q'. Касательная к кривой в точке C есть ось Q'.

Точка A

$$\overline{OA} = \frac{1}{2g}\left(\frac{u_2}{1+p}\right)^2$$

$$\overline{OF} = \frac{\overline{OB_1}}{2}$$

Точка D

$$\overline{OB_1} = \frac{2\lambda\pi r_2^2 b_2 u_2}{4 b_2 (1+p) + \lambda r_2 \operatorname{ctg}\beta_2}$$

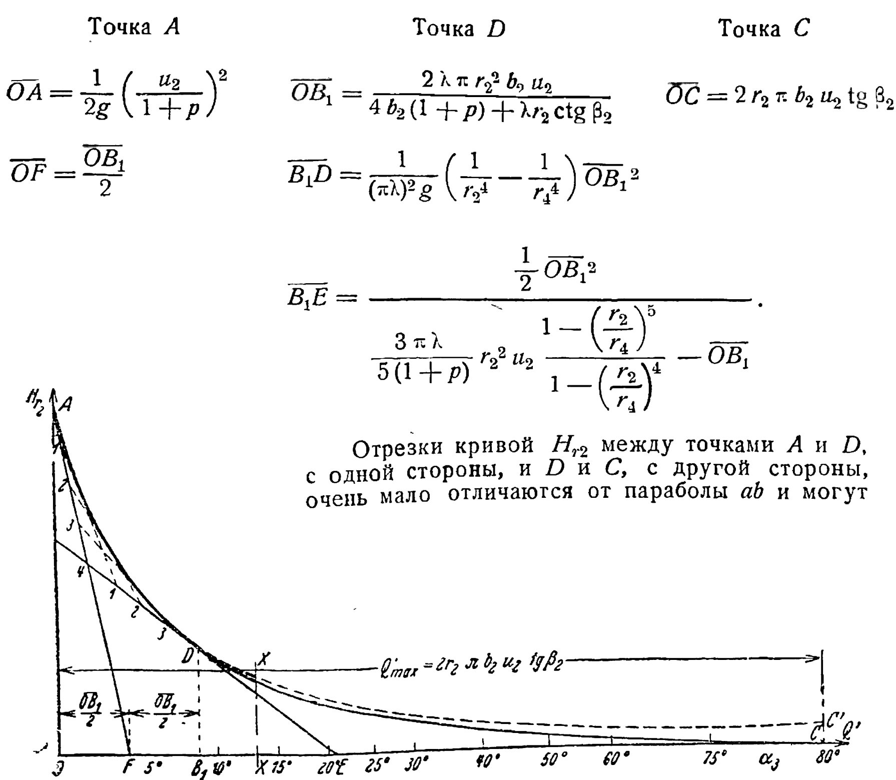
$$\overline{B_1 D} = \frac{1}{(\pi\lambda)^2 g}\left(\frac{1}{r_2^4} - \frac{1}{r_4^4}\right)\overline{OB_1}^2$$

Точка C

$$\overline{OC} = 2 r_2 \pi b_2 u_2 \operatorname{tg}\beta_2$$

$$\overline{B_1 E} = \frac{\frac{1}{2}\overline{OB_1}^2}{\frac{3\pi\lambda}{5(1+p)} r_2^2 u_2 \frac{1-\left(\frac{r_2}{r_4}\right)^5}{1-\left(\frac{r_2}{r_4}\right)^4} - \overline{OB_1}}.$$

Отрезки кривой H_{r2} между точками A и D, с одной стороны, и D и C, с другой стороны, очень мало отличаются от параболы ab и могут



Фиг. 114. Зависимость потерь на трение H_{r2} в направляющем кольце от расхода Q' или угла α_3.

быть поэтому легко вычерчены при помощи общеизвестного метода построения, как то указано на фиг. 114. Надо отметить, что этот способ пригоден и для направляющего кольца переменной ширины.

Ввиду того что при выводе величина c_m^2 считалась ничтожно малой по сравнению с c_u^2, кривая не соответствует режимам больших расходов. Именно в точке C потери на трение не равны нулю, а равны потерям при чисто радиальном потоке. Определение этой величины[1] дает точку C' фиг. 114. Дальнейшее изменение H_{r2} при учете c_m^2 по сравнению с c_u^2 показано на основании примерного расчета в виде пунктирной кривой. Как видно из диаграммы, эта кривая в области наиболее часто встречающихся в практике соотношений достаточно хорошо совпадает с кривой, полученной указанным выше способом.

---

[1] По уравнению (30) сопротивление радиально направленного потока в точке C при $c = c_m = c_{2m}\frac{r_2}{r} = u_2 \operatorname{tg}\beta_2 \frac{r_2}{r}$ и $dx = dr$

$$H_{r2c'} = \int_{r_2}^{r_4} \lambda \frac{dr}{2b} \frac{\left(u_2 \operatorname{tg}\beta_2 \frac{r_2}{r}\right)^2}{2g}.$$

Фиг. 114 указывает, что потеря на трение H_{r2} [которое учитывается принятием c_u по уравнению (29)], вызываемая направляющим кольцом, уменьшается с увеличением расхода Q', в то время как в трубе она увеличилась бы пропорционально квадрату расхода (подачи) жидкости.

Увеличению Q' соответствует увеличение α_3 согласно уравнению[1]

$$\operatorname{ctg}\alpha_3 = \frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\left(\frac{Q'_{\max}}{Q'} - 1\right), \tag{35}$$

где $Q'_{\max}$ является на кривой фиг. 114 отрезком OC.

На основании этого на оси абсцисс фиг. 114 нанесены величины углов α_3. Из этой диаграммы видно, что направляющие кольца практичны только при расходах, больших по сравнению с напором, или при больших углах α_3. В этих случаях применим также и спиральный кожух, предпочитаемый во многих случаях вследствие более удобного отведения им воды.

Анализ кривой фиг. 114 разъясняет, почему насосы с направляющими кольцами и с малыми углами α_3 (на обычных режимах) имеют наилучший к. п. д. при значительно больших расходах по сравнению с теми, которые соответствуют безударному входу в колесо. Объясняется это тем, что в этих случаях минимум общих потерь не совпадает из-за крутого понижения кривой H_{r2} с минимумом, говоря вообще, незначительного самого по себе удара при входе (§ 62).

Что касается стоимости изготовления и эксплоатации, то направляющее кольцо всегда предпочтительнее направляющего аппарата. Износ направляющих лопаток и засорение каналов здесь отсутствуют. Поэтому там, где речь идет о перемещении загрязненных жидкостей, очень часто даже при малых α_3 ставят направляющие кольца.

Вводя ограничение $b = b_3 = b_2$ (до сих пор не применявшееся), имеем

$$\overline{CC'} = H_{r2c} = \frac{\lambda}{4g}\,\frac{r_2}{b_2}\,u_2^2\operatorname{tg}^2\beta_2\left(1 - \frac{r_2}{r_4}\right). \tag{34}$$

Для построения фиг. 114 были приняты следующие величины: $\frac{r_4}{r_2} = 2$; $\frac{b_2}{r_2} = 0{,}1$; $\frac{b_1}{r_2} = 0{,}193$; $\operatorname{ctg}\beta_2 = 2$; $\beta_1 = 15°$; $p = \frac{1}{3}$; $r_2 = 2r_1$; $\eta_h = 0{,}79$; причем $\lambda = 0{,}06$ выбрана достаточно большой по причине, изложенной в начале этого параграфа.

[1] Из фиг. 82 имеем

$$\operatorname{ctg}\alpha_2 = \frac{c_{2u}}{c_{2m}} = \frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{c_{2m}}, \tag{36}$$

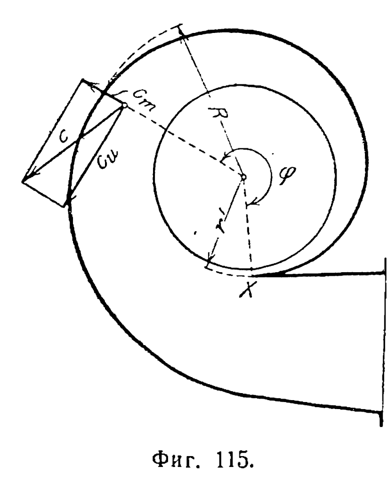
или по уравнению (29) § 42, так как приняты бесконечно тонкие лопатки, т. е. принято $\alpha_2' = \alpha_3$,

$$\operatorname{ctg}\alpha_3 = \frac{1}{1+p}\operatorname{ctg}\alpha_2 = \frac{1}{1+p}\,\frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{c_{2m}}. \tag{37}$$

Так как $Q' = 2r_2\pi b_2 c_{2m}$, $Q'_{\max} = \overline{OC} = 2r_2\pi b_2 u_2\operatorname{tg}\beta_2$, то по исключении c_{2m} и u_2 получаем вышеуказанное уравнение (35).

52. СПИРАЛЬНЫЙ КОЖУХ

В одноступенчатых насосах или в последней ступени многоступенчатого насоса рекомендуется отводить воду при помощи спирального кольцевого канала, расположенного вокруг направляющего аппарата или просто вокруг рабочего колеса. В последнем случае спиральный кожух играет роль направляющего аппарата. При расчете такого спирального кожуха было бы совершенно неверно принять за основу постоянство средней скорости во всех сечениях, т. е. увеличивать сечения в кожухе пропорционально охватываемой дуге, как это часто делается. Это ясно хотя бы из следующих элементарных соображений. Вследствие центробежной силы, действующей на текущие с известной окружной скоростью частицы жидкости, давление должно увеличиваться изнутри наружу и соответственно этому скорость должна падать. Поэтому средняя скорость в каждом сечении спирального кожуха будет тем меньше, чем больше размеры в радиальном направлении будут иметь соответствующие сечения, при этом необходимо только, чтобы скорости вокруг обода рабочего колеса были повсюду одинаковы. Это последнее условие является обязательным для того, чтобы течение воды через рабочее колесо имело установившийся характер и чтобы все лопатки рабочего колеса могли работать в наилучших условиях (безударный вход). Из него же следует, что внутри спирали вдоль каждой конаксиальной окружности скорости должны быть одинаковыми, т. е. что течение должно быть симметричным относительно оси.



Фиг. 115.

Из этого же рассуждения следует, что скорости в каждой точке спирального кожуха следуют закону площадей. Таким образом

$$c_u r = K. \tag{38}$$

При отсутствии направляющего аппарата

$$K = r_2 c_{3u}^{*}$$

или по уравнению (28а) при $\alpha_0 = 90^\circ$

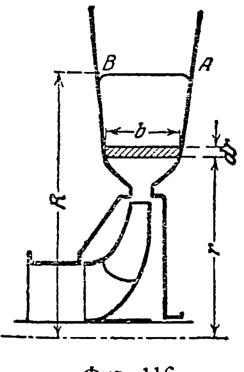
$$K = \frac{gH_{th}}{\omega}, \tag{38a}$$

где $\omega = \frac{\pi n}{30}$.

При наличии направляющего аппарата величина постоянной K может быть определена как произведение значений c_u и r, соответствующих окружности выхода из направляющего аппарата, с учетом „уменьшения мощности" [уравнение (13) § 48].

* Наиболее подходящим выражением для K согласно § 24а является $K = \frac{\Gamma_a}{2\pi}$, где Γ_a есть внешняя циркуляция колеса.

Боковые стенки спирального кожуха, строго говоря, должны выполняться по поверхностям вращения. Таким образом здесь имеет место тот же характер течения, что и в рассмотренном нами ранее направляющем кольце. Ввиду этого можно взять направляющее кольцо, в котором очертания боковых стенок могут иметь любые формы, и провести внутри него „направляющую" линию AB (фиг. 116). Материализовав (т. е. заменив твердой стенкой) линии тока, проходящие через линию AB, получим спиральный кожух. Там, где эта направляющая линия будет расположена близко к рабочему колесу, она будет являться входной кромкой X (фиг. 115) спирали (языком). Если спиралевидные линии тока будут построены исходящими из этой начальной кромки X и если они будут охватывать угол φ, больший 360°, то эти линии тока в совокупности с боковыми поверхностями образуют законченный спиральный кожух, через который будет протекать вся масса подаваемой жидкости[1].



Фиг. 116.

Линия наружного очертания AB отдельного сечения спирального кожуха между постоянными боковыми стенками является геометрическим местом пересечения линий тока, проходящих через заданную направляющую линию, с плоскостью рассматриваемого сечения. Построение этих линий отнимает очень много времени в том случае, когда боковые поверхности не параллельны, так как в этом случае форма этих линий изменяется по длине спирали. В большинстве случаев изменение формы боковых поверхностей допустимо не учитывать, что значительно упрощает весь расчет. При этом в каждом сечении линию наружного ограничения AB принимают такой же или сходной по характеру с предшествовавшими, а положение ее определяют таким образом, чтобы повсюду сечение для прохода движущейся по окружности жидкости было достаточным.

а) Расчет спирального кожуха без учета изменения наружного очертания кожуха в различных сечениях. Для упрощения расчета лучше всего принять линию AB наружного контура спирального кожуха за прямую, параллельную оси, с тем, чтобы в случае надобности заменить ее выбранной кривой так, чтобы прямая AB соответствовала средней ее высоте (фиг. 116).

I. Расчет без учета трения в кожухе. Рассмотрим меридиональное сечение рассматриваемого спирального кожуха, образующее с начальным сечением спирали, проходящим через точку X, угол φ (фиг. 115). В этом сечении выделим элементарную площадку $df = bdr$, соответствующую бесконечно малому изменению dr радиуса r (фиг 116).

Скорость протекания воды через эту элементарную площадку будет согласно уравнению (38) равняться $c_u = \frac{K}{r}$, и соответствующий расход

$$dQ_\varphi' = df\, c_u = \frac{b\, dr K}{r}.$$

[1] См. также Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit, стр. 141 и след., München u. Berlin, 1918.

Если обозначить через r' начальный радиус спирали (радиус-вектор точки X), то через все рассматриваемые сечения между радиусом r' и наружной стенкой спирали радиуса R протекает расход

$$Q_\varphi' = \int\limits_{r=r'}^{r=R} dQ_\varphi' = K\int\limits_{r'}^{R} \frac{b\,dr}{r}\,.$$

Этот расход соответствует расходу, вытекающему из рабочего колеса на участке дуги с центральным углом φ. Таким образом

$$Q_\varphi' = \frac{\varphi^\circ}{360}\cdot Q',$$

где Q' есть секундная подача насоса (включающая и расчетную добавку, § 46), а φ° равняется значению центрального угла φ в градусах. Приравнивая друг к другу оба полученные значения для Q'_φ, получим

$$\varphi^\circ = \frac{360K}{Q'}\int\limits_{r'}^{R}\frac{b\,dr}{r}\,. \qquad (39)$$

При помощи уравнения (39) можно получить зависимость угла φ и радиуса R, что позволяет весьма просто построить наружные очертания спирали.

Отложим в прямоугольной системе координат по оси абсцисс значения r, а по оси ординат значения $\frac{b}{r}$, соответствующие выбранной форме боковых стенок EBF (фиг. 117 и 117a). Площадь $GHCD$, лежащая между r' и рассматриваемым значением $r = R$ и ограниченная соответствующими им ординатами, дает значение интеграла уравнения (39) для выбранного нами радиуса R; этим самым определится угол φ. Определение соответствующих площадей в этом случае лучше всего произвести опять при помощи таблиц (см. § 45b). После этого не представляет уже никаких затруднений нанести кривую зависимости углов φ от радиуса R и из этой кривой получить значение радиусов соответствующих сечений I—$VIII$ (фиг. 117b).

Если очертания отдельных сечений, показанные на фиг. 117, выбраны вместо прямолинейных криволинейными, то эти кривые должны быть нанесены таким образом, чтобы они особым образом пересекали „основные“ прямые, например, AB. Именно, надо иметь в виду, что скорости c_u распределяются согласно уравнению (38) по равнобокой гиперболе. Поэтому площадки, заштрихованные на фиг. 117, не должны быть равны друг другу, а именно, так как $df\,c_u = df\cdot\frac{K}{r}$, то каждый элемент df_1 площадки на расстоянии r_1 от оси должен быть уравновешен таким элементом df_2 на расстоянии r_2, чтобы было соблюдено соотношение

$$\frac{df_1}{r_1} = \frac{df_2}{r_2}\,. \qquad (40)$$

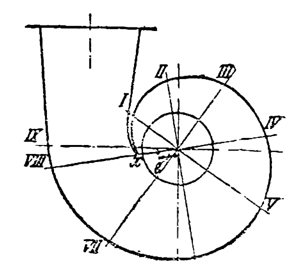
Приближенно для обеих площадок имеем

$$\frac{f_1}{r_1} = \frac{f_2}{r_2}, \qquad (40a)$$

где r_1 и r_2 являются расстояниями центров тяжести площадок от оси вращения.

Фиг. 117. Фиг. 117a.

Фиг. 117, 117a и 117b. Расчет спирального кожуха с любыми сечениями без учета трения.



Фиг. 117b.

Сужение сечений $VIII$ и IX из-за наличия языка X должно быть учтено при помощи этого же соотношения, причем теоретические внешние очертания должны быть сдвинуты на величину a_1 и a_2 наружу.

Часто применяют спиральные кожухи с круговыми поперечными сечениями; расчет таких кожухов, как это указано в следующем параграфе, отличается чрезвычайной простотой.

II. Расчет при учете трения в кожухе. Трение вызывает более интенсивное замедление течения по сравнению с тем, которое дается законом площадей, иначе говоря, оно требует увеличения площади поперечных сечений кожуха по сравнению с полученными в вышеприведенном расчете. Это его влияние можно учесть при расчете путем увеличения расчетного расхода Q на 10—20%. В важных случаях необходимо применять нижеизложенный более точный метод расчета, который использует выводы § 17.

Напишем уравнение (39) в следующем виде:

$$\varphi^\circ = \frac{360}{Q'} \int_{r'}^{R} b c_u dr. \tag{41}$$

Подставив c_u из уравнения (44) § 17 и Q' вместо Q_x, получаем

$$\varphi^\circ = 360 \int_{r'}^{R} \frac{b}{r\left[\frac{Q'}{r_2 c_{3u}} + \frac{\lambda\pi}{2}(r - r_2)\right]} dr. \tag{42}$$

Этот интеграл вычисляется так же, как то было указано выше применительно к уравнению (39). Получающиеся при этом сечения учитывают трение лишь на боковых поверхностях вращения и не учитывают его на внешней спирально-изогнутой поверхности, ввиду чего следует ввести некоторую поправку. Эта последняя может быть получена из следующих рассуждений:

Для любого сечения спирали шириной b дополнительный периметр этой спирали, о которую и тормозится вода, выражается согласно § 12 „гидравлическим диаметром" $d = \frac{4F}{b}$, где F — площадь соответствующего сечения спирали. (Это является упрощающим допущением, согласно которому наша дополнительная поверхность трения влияет на поток так же, как влияла бы поверхность, окружающая его со всех сторон). Трение о поверхность стенки на малом элементе пути dx (фиг. 35) согласно уравнению (40а) или (39) § 17 определяется

$$dH_{ru} = \frac{c_u}{g} dc_u = \lambda \frac{dx}{\frac{4F}{b}} \frac{c_u^2}{2g},$$

где dc_u есть уменьшение c_u, вызванное трением об эту поверхность на пути dx[1]. За малостью данной поправки можно положить $dx = r\,d\varphi$, где r относится к тому месту сечения, в котором скорость равна среднему ее значению для всего сечения. Из этого получаем

$$dc_u = \lambda \frac{b}{8F} c_u r\, d\varphi.$$

Уменьшение скорости dc_u соответствует увеличению площади сечения

$$d(\Delta F) = F \frac{dc_u}{c_u}.$$

Подставляя в это равенство величину dc_u из предыдущего уравнения, получим

$$d(\Delta F) = \frac{\lambda r}{8} b\, d\varphi. \tag{43}$$

Так как следует иметь в виду уравнение (40), то имеет значение то расположение места, в котором следует осуществить это увеличение площади $d(\Delta F)$. Выбираем для этого в каждом сечении определенную площадку, сред-

[1] Уменьшение c_u, обусловленное повышением давления и трением о боковые поверхности, уже учтено уравнением (42).

ний радиус которой будет равен R_1. Тогда поправка, соответствующая значению d (ΔF), будет равна

$$d(\Delta F_1) = \frac{R_1}{r}\, d(\Delta F) = \frac{\lambda R_1}{8}\, b\, d\varphi,$$

и общее увеличение площади (добавка), подсчитанное для φ, выраженного в градусах $\left(\text{чему соответствует введение множителя } \frac{\pi}{180}\right)$, равняется

$$\Delta F_1 = \int_0^{\varphi} d(\Delta F_1) = \frac{\lambda}{8}\,\frac{\pi}{180}\, R_1 \int_0^{\varphi} b\, d\varphi^{\circ}. \qquad (44)$$

Эта величина ΔF_1 должна быть добавлена к площади сечения, определенной по уравнению (42). Наиболее удобно произвести эту добавку ко внешнему очертанию кожуха, чему будет соответствовать $R_1 = R$, и тем самым радиальное увеличение сечения

$$\Delta R = \frac{\Delta F_1}{b} = \frac{\lambda}{8}\,\frac{\pi}{180}\,\frac{R}{b} \int_0^{\varphi} b\, d\varphi^{\circ}. \qquad (44a)$$

Величина коэфициента λ в уравнениях (42) и (44a) должна быть взята в пределах от 0,03 до 0,06 (см. § 17, конец п. „а" и начало § 51).

1. Таблица значений к уравнению (42)

r в $м$	b в $м$	$\frac{b}{r}$	$r - r_2$ в $м$	$\frac{\lambda\pi}{2}(r - r_2) = B$ в $м$	$A^{*} + B = C$ в $м$	$\frac{b}{r \cdot C} = x$ в $м^{-1}$	Средние значения D в $м^{-1}$	dr в $м$	$D \cdot dr$	$\int D\,dr$	φ° в градусах
0.134	0,075	0.56	0.014	0,00088	0,254	2,21	—	—	—	0	0
0.15	0,088	0,586	0,03	0.001885	0,2549	2,30	2,255	0,016	0,0361	0,0361	13
0.18	0.13	0,722	0,06	0,00377	0,2568	2,81	2,55	0,03	0,0766	0,1127	40,6
0.21	0.172	0,818	0,09	0,00566	0,2587	3.16	2,99	0,03	0,0898	0,2025	73

* $A = \frac{Q'}{r_2 c_{3u}} = \frac{0,258}{1,015} = 0,253$ $м$.

2. Таблица значений к уравнению (44a)

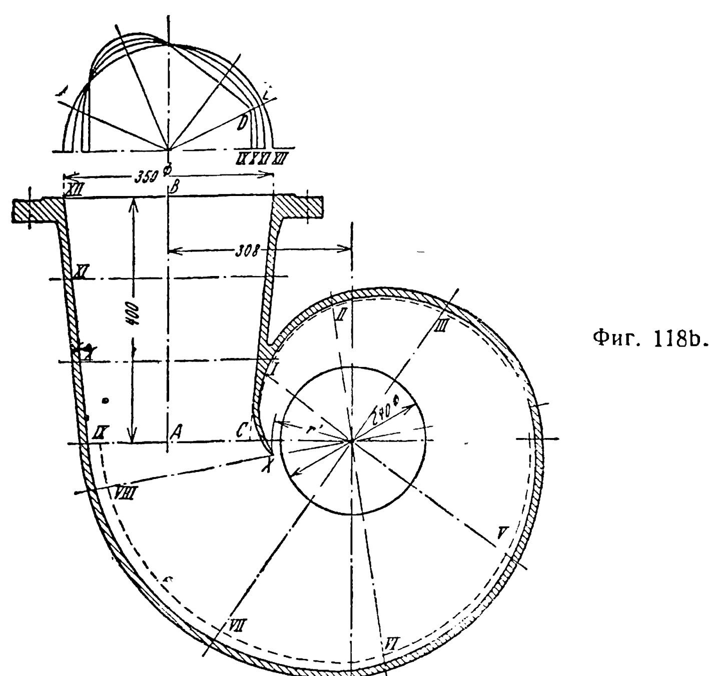
b в $м$	Среднее значение в $м$	$d\varphi^{\circ}$ в градусах	$b\,d\varphi^{\circ}$	$\int b\,d\varphi^{\circ}$	R^{*} в $м$	E^{**}	ΔR в $мм$
0.075	—	—	—	0	—	—	—
0,134	0,1045	45	4,7	4,7	0,183	$11.95 \cdot 10^{-5}$	0,56
0.192	0,163	45	7,33	12,03	0,224	$10,2 \cdot 10^{-5}$	1,23
0.241	0,217	45	9,76	21,79	0,26	$9,45 \cdot 10^{-5}$	2.05

* Эти значения R получаются из кривой зависимости r от φ, построенной по значениям r и φ табл. 1.

** $E = \frac{\lambda}{8}\,\frac{\pi}{180}\,\frac{R}{b} = \frac{0,04}{8}\,\frac{\pi}{180}\,\frac{R}{b} = 8,75 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{R}{b}$.

Фиг. 118.

Фиг. 118а.



Фиг. 118b.

Фиг. 118, 118а и 118b. Расчет спирального кожуха произвольных сечений с учетом трения.

Изображенные на фиг. 118 сечения рассчитаны по этому способу на основании тех же данных, по которым рассчитывался без учета трения кожух, изображенный на фиг. 117 и 117a, т. е. при $Q' = 0{,}258$ *м³/сек*, $K = r_2 c_{3u} = 1{,}015$ *м²/сек*. В обеих помещенных на стр. 187 таблицах приведены данные решения уравнений (42) и (44a), подсчитанные для величины $\lambda = 0{,}04$. От расчетного сечения переходят к окончательному — с плавно закругленными контурами, для чего изменяют угол наклона δ, кладя при этом в основу уравнение (40a). На фиг. 118b изображен кожух спирали. Для сравнения на этой же фигуре пунктиром нанесено очертание спирали, рассчитанной при условии пренебрежения трением.

III. Дополнительные замечания. Если пренебречь трением, то при постоянной ширине b кожух получает внешние очертания по логарифмической спирали.

Переход от конечного, имеющего обычно неправильную форму очертания, сечения спирали к круглому нагнетательному патрубку должен происходить так, чтобы сечения увеличивались постепенно. Спираль, включая коническое расширение, действует так же, как направляющий аппарат. Чтобы избежать воздействия переходного участка на течение в колесе, угол, описываемый спиралью, целесообразно делать бо́льшим чем 360°.

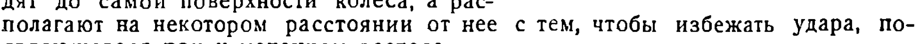
При входе в конический нагнетательный патрубок внешние струйки жидкости оказываются заторможенными трением о длинную внешнюю поверхность, в то время как струйки внутренние обладают полной энергией, полученной ими при протекании через колесо. Из-за этого угол расширения патрубка не должен превосходить 10° (см. § 13). При угле, значительно большем этого, желательно устройство направляющего ребра.

На фиг. 118b изображен конический переходный патрубок, образованный прямой, пересекающей ось AB и одновременно скользящей по кругу выходного сечения XII и контуру сечения IX. На основании этого можно получить контуры любых промежуточных сечений, например, X и XI, деля отрезки радиусов DE, лежащие между контурами X и XII в том же отношении, в каком эти сечения делят расстояние AB.

Фиг. 119a.

Фиг. 119.

Входную кромку X спирали не доводят до самой поверхности колеса, а располагают на некотором расстоянии от нее с тем, чтобы избежать удара, появляющегося при измененном расходе.



При выборе угла расширения δ (фиг. 119) перехода от канала с шириной b_3 [уравнение (3a)] к более широкому спиральному кожуху пригодны те же соображения, что и приведенные в § 13 по отношению к расширяющимся каналам. Так как результирующая скорость c обычно образует с касательной к окружности малый угол α_3, который остается постоянным до расширяющейся части, то действительный угол расширения ε значительно меньше чем δ. Он может быть определен из рассмотрения сферического треугольника фиг. 119a при помощи равенства

$$\cos\varepsilon = \cos^2\alpha_3 + \sin^2\alpha_3 \cdot \cos\delta\,, \tag{45}$$

откуда

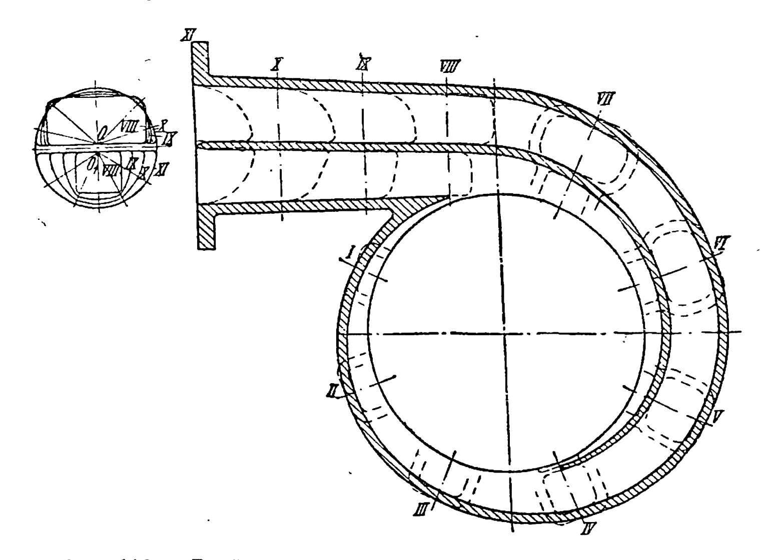
$$\cos\delta = \frac{\cos\varepsilon - \cos^2\alpha_3}{\sin^2\alpha_3}\,. \tag{46}$$

Так как в указанных уравнениях α_3 уменьшается при увеличении ширины b, то при протекании жидкости через это расширяющееся пространство угол расширения ε уменьшается еще больше, поскольку угол δ остается тем же. Поэтому для ε возможно допускать бо́льшие значения, чем в прямолинейных каналах. Далее, надо принять во внимание, что возникновение срыва струи оказывает

влияние только на дающее в общем весьма малый эффект преобразование скорости c_m, в то время как на преобразование скорости c_u, дающее основной эффект, срыв струи не влияет. Поэтому за верхним пределом ε нет необходимости следить так внимательно, как в случае направляющего аппарата.

На том же основании часто допускается неплавный переход от колеса к спирали, изображенный на фиг. 121b и описанный в конце § 53.

Так как замедление потока (без учета трения) в спиральной кожухе происходит по закону площадей, то в тех случаях, когда спираль расширяется в радиальном направлении весьма сильно по сравнению с радиусом колеса, имеет место весьма существенное замедление. Подобный случай имеет место в быстроходных насосах низкого давления. В этом случае направляющие лопатки являются излишними, а во многих случаях и неосуществимыми, так как иначе (при правильном расчете) конечное сечение спирали получилось бы слишком большим.



Фиг. 119b. Двойная спираль для высоких напоров с указанием переходных сечений к напорному патрубку.

Однако спиральный кожух может получить настолько большие размеры, даже в неимеющих направляющего аппарата быстроходных насосах, что переход к нагнетательному патрубку придется выполнить с уменьшающимися сечениями или же придется увеличить момент количества движения ($c_u r$) в спирали, поместив для этого за колесом направляющий аппарат. В последнем случае конструктор должен стремиться получить при этом абсолютную скорость, не превышающую c_3, что легко осуществимо при применении метода расчета по точкам (§ 49). Можно, не уменьшая при этом быстроходности насоса, обойтись и без установки таких направляющих лопаток (которые, однако, во многих случаях желательны — ради придания спирали большей жесткости), если сообщить жидкости, поступающей на рабочее колесо, некоторый входной момент количества движения. Это осуществлено в конструкции, изображенной на фиг. 120 и 120a, путем устройства для подвода воды входной спирали.

Во всех случаях, когда спиральный кожух имеет достаточное сечение выхода, следует обходиться без направляющих лопаток, предназначаемых для сообщения воде дополнительного момента количества движения. Чтобы получить колесо, удовлетворяющее указанным условиям, при его расчете целесообразно исходить из подходящей величины скорости c_{3u}, как то, например, проделано в примерном расчете III § 45.

Узкий спиральный кожух, т. е. кожух для малых расходов и больших напоров (с соответственно большим c_{3u} или малым α_3), не только невыго-

ден из-за больших потерь на трение, но и дает в спирали ничтожно малое преобразование скорости в давление, так как спиральные линии тока лишь незначительно увеличивают свое расстояние от оси. Все замедление происходит здесь в коническом патрубке, который благодаря своему большому углу расширения работает также плохо. В этих случаях следует предпочесть направляющий аппарат спиральному кожуху. На фиг. 119b изображена переходная форма спирального кожуха с двумя языками, т. е. в некотором роде с двумя направляющими лопатками, которые уместны при узких кожухах для больших напоров. Каждая спираль выполняется в соответствии с описанным выше методом расчета на участке до языка другой спирали, от этого места канал расширяется далее до половины выходного сечения. Выгода этой конструкции заключается в возможности большего расширения внешней спирали, начиная от сечения *IV*. Контуры промежуточных сечений в коническом патрубке (фиг. 119b) получены путем деления отрезков линий, проходящих через O и O_1 и ограниченных направляющими контурами *VIII* и *XI* в том же отношении, в каком они делят патрубок на участке *VIII-XI*.

Течение в спиральном кожухе происходит соответственно вышеизложенному только при одном определенном значении соотношения $\frac{Q'}{K}$, т. е. при одном определенном соотношении $\frac{c_{2m}}{c_{3u}}$ или при одном определенном угле α_3[1], который определяется расходом, дающим безударный вход на колесо. При всех других режимах кожух будет либо слишком тесным, либо слишком свободным, точно так же, как это вообще имеет место при работе обычных направляющих аппаратов (см. конец § 57).

b) **Расчет спирального кожуха с учетом изменения наружных очертаний каждого сечения.** Применение этого нижеприводимого метода, впервые предложенного Кухарским, рационально только в исключительных случаях. Заключается этот метод в построении наружного профиля по точкам пересечения отдельных линий тока, образующих стенки спирального кожуха, с рядом меридиональных плоскостей. Так как для внешних линий тока

$$c_u = \frac{K}{R} = \frac{R\,d\varphi}{dt} \quad \text{и} \quad c_m = \frac{dx}{dt},$$

где x есть длина проекции пути, проходимого точкой, на меридиональную плоскость (фиг. 120a), то путем исключения из этих двух уравнений величины dt получим

$$d\varphi = \frac{K \cdot dx}{R^2 c_m}, \tag{47}$$

откуда

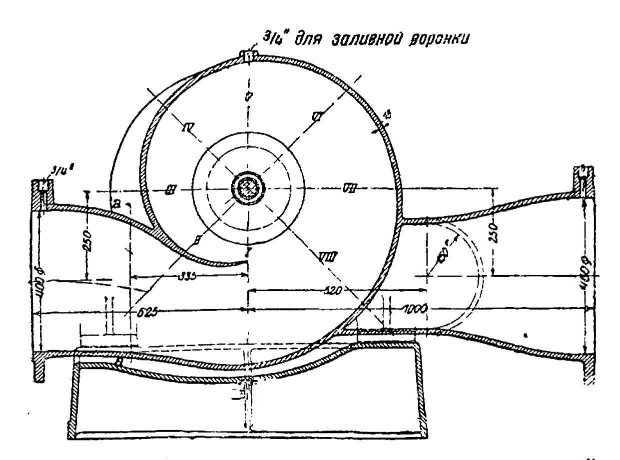
$$\varphi = K\int_{r'}^{R} \frac{dx}{c_m R^2}. \tag{48}$$

При помощи этих уравнений можно для любой линии тока определить зависимость между φ и R (φ — в радианах), что и проделывают графическим путем, предварительно определив скорости c_m из картины токов, построенной для меридиональной плоскости при помощи методов, приведенных в § 7. Учесть влияние трения при построении спирали по указанному методу невозможно.

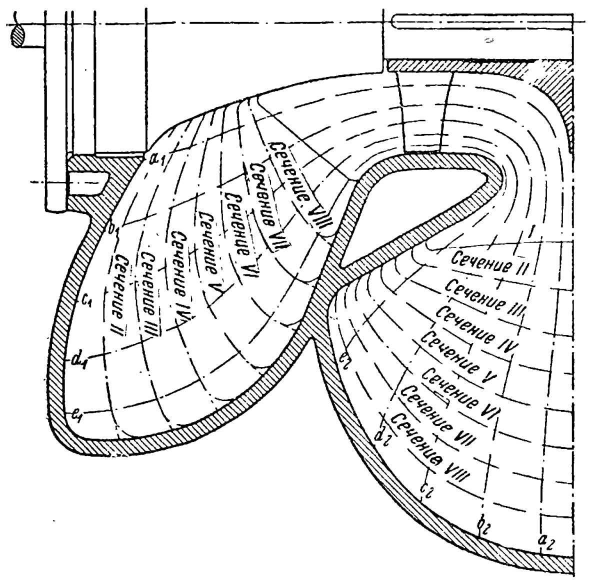
---

[1] То есть для одной определенной параболы в диаграмме $Q_x\,H_x$ § 61, соответствующей неизменным условиям входа. См. также Mech. World, № 9, июль 1926, стр. 30.

Этот, вообще говоря, точный, но чрезвычайно кропотливый способ применен при проектировании спирального кожуха осевого насоса с двухсторонним всасыванием, изображенного на фиг. 120 и 120а,



Фиг. 120. Кожух осевого насоса со всасывающей и нагнетательной спиралями, рассчитанными по способу b § 52.



Фиг. 120а. Сечения от *I* до *VIII* к фиг. 120.

причем участки водовода как непосредственно со стороны всасывания, так и со стороны нагнетания выполнены по спирали. Линии тока a_1a_2 до e_1e_2, определенные по указаниям § 7, совместно со стенкой кожуха определяют [по уравнению (48)] контуры сечений *I*-*VIII* для обеих спиралей.

53. СПИРАЛЬНЫЙ КОЖУХ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

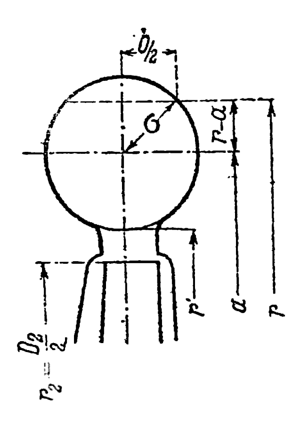
Спиральные кожухи круглого сечения не удовлетворяют начальному условию вышевыведенных уравнений, так как течение в этом случае происходит уже не между поверхностей вращения. Поскольку, однако, спиральные кожухи такой формы применяются весьма часто и поскольку математический анализ их работы сравнительно прост в связи с простой формой сечения, то мы рассмотрим их работу, исходя из того предположения, что, несмотря на отсутствие осевой симметрии вдоль окружности выхода из рабочего колеса, скорости и давления вдоль последней являются одинаковыми.

Для данного случая влияние трения учитывается сравнительно просто, причем учесть его лучше всего, внеся соответствующую поправку в размере кожуха, спроектированного для идеальной жидкости.

а) **Построение спирали для идеальной жидкости.** Так как вышеуказанные предположения делают закон площадей применимым также и для этого случая, то каждое сечение спирального кожуха должно удовлетворять уравнению (39). При интегрировании нижним пределом будет радиус r' самой близкой к оси точки круга (фиг. 121), причем r' может меняться с изменением угла φ.

При этих условиях интеграл может быть взят в весьма общем виде. При обозначениях фиг. 121 имеем

$$\left(\frac{b}{2}\right)^2+\left(r-a\right)^2=\rho^2.$$



Фиг. 121. Спиральный кожух круглого сечения.

Определив из этого равенства значение b и подставив его в рассматриваемый интеграл, получим

$$\int_{r'}^{R}\frac{b\,dr}{r}=2\int_{a-\rho}^{a+\rho}\sqrt{\rho^2-(r-a)^2}\,\frac{dr}{r}=2\pi\left(a-\sqrt{a^2-\rho^2}\right), \quad (49)$$

отсюда по уравнению (39)

$$\varphi^\circ=\frac{720\,K}{Q'}\pi\left(a-\sqrt{a^2-\rho^2}\right), \quad (50)$$

где для насосов без направляющего аппарата

$$K=\frac{D_2}{2}\cdot c_{3u}=\frac{g\,H_{th}}{\omega}.$$

При помощи уравнения (50) можно определить величину радиуса ρ, соответствующую данному углу φ. Расстояние a, соответствующее данным значениям ρ и φ, также может быть определено. Так как наименьшее расстояние $r'=a-\rho$ бывает непосредственно задано, то

лучше подставить в уравнение (50) $a=r'+\rho$, приводя его к следующему виду:

$$\varphi^\circ=\frac{720\,K}{Q'}\pi\left[r'+\rho-\sqrt{r'(r'+2\rho)}\right]. \qquad (51)$$

Для построения спирали удобнее всего задаваться значениями φ, определяя затем соответствующие им значения ρ; при этом удобнее всего пользоваться равенством (50) или (51) в следующем виде:

$$\rho=\sqrt{2a\frac{\varphi^\circ}{C}-\left(\frac{\varphi^\circ}{C}\right)^2} \qquad (52)$$

и

$$\rho=\frac{\varphi^\circ}{C}+\sqrt{2r'\frac{\varphi^\circ}{C}}, \qquad (53)$$

где

$$C\equiv\frac{720\pi K}{Q'}. \qquad (54)$$

Для практических расчетов удобнее всего пользоваться уравнением (53).

Если величины a и r' достаточно велики по сравнению с ρ, то в уравнении (52) можно пренебречь членом $\left(\frac{\varphi^\circ}{C}\right)^2$ и считать, следовательно, что

$$\rho\approx\sqrt{2a\frac{\varphi^\circ}{C}}. \qquad (55)$$

Уравнения (50) и (51) остаются применимыми также и в том случае, если меридиональная составляющая скорости при входе воды в спиральный кожух не будет радиальной, а будет наклонена к оси под некоторым углом.

Очень часто спиральный кожух проектируют так, чтобы сечения его менялись пропорционально углу φ, чему соответствует равенство $\rho=\text{const}\sqrt{\varphi}$. Это равенство отличается от приближенного равенства (55), так как величина $a=r'+\rho$ увеличивается в общем с увеличением угла φ.

Этот закон может быть получен из уравнения (53), если в последнем пренебречь величиной $\frac{\varphi^\circ}{C}$. При этом получается грубо приближенное уравнение

$$\rho\approx\sqrt{2r'\frac{\varphi^\circ}{C}}. \qquad (56)$$

Это уравнение применимо только при очень малых $\frac{\rho}{r'}$, т. е. в том случае, когда ширина спирали мала по сравнению с радиусом r'.

b) Учет трения. Сечения, полученные помощью предыдущего уравнения, необходимо увеличить на величину $\Delta F=2\rho\pi\Delta\rho$, которая определяется из

уравнения (43) предыдущего параграфа путем подстановки в него: $r = a$ * $= r' + \rho$, $b = 2\rho\pi$ (что соответствует полной длине окружности), $d\varphi = \frac{\pi}{180} d\varphi^\circ$, в результате чего получаем

$$d(\Delta F) = \frac{\lambda}{8}\,\frac{\pi}{180}(r' + \rho)\cdot 2\rho\pi\, d\varphi^\circ.$$

Если ввести вместо ρ его приближенную величину из уравнения (56) (что возможно ввиду малости поправки) и произвести интегрирование, то получим

$$\Delta F = 2\rho\pi\Delta\rho = \frac{\lambda}{8}\,\frac{2\pi^2}{180}\int\limits_0^{\varphi}\left(r' + \sqrt{2r'\frac{\varphi^\circ}{C}}\right)\sqrt{2r'\frac{\varphi^\circ}{C}}\, d\varphi.$$

После интегрирования и подстановки пределов находим

$$\Delta\rho = \frac{\lambda}{8}\,\frac{\pi}{180}\,\frac{r'}{\rho}\cdot\varphi^\circ\left(\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2r'\varphi^\circ}{C}} + \frac{\varphi^\circ}{C}\right),$$

или, принимая во внимание уравнение (56),

$$\Delta\rho = \frac{\lambda}{8}\,\frac{\pi}{180}\,\frac{r'}{\rho}\cdot\varphi^\circ\left(\frac{2}{3}\rho + \frac{\varphi^\circ}{C}\right). \tag{57}$$

Ввиду малости поправки $\Delta\rho$, которая, кроме того, зависит от весьма неточного выбора значения величины λ, здесь можно произвести еще два упрощения, пренебрегая весьма малой величиной, заключенной в скобки, после чего имеем

$$\Delta\rho = \frac{\pi}{6}\lambda r'\frac{\varphi^\circ}{360}. \tag{58}$$

И наконец, принимая значение $\lambda = 0{,}0475$, получаем

$$\Delta\rho = 0{,}025\, r'\frac{\varphi^\circ}{360}. \tag{59}$$

Таким образом учет трения приводит нас к новому результативному радиусу

$$\rho_{rez} = \rho + \Delta\rho. \tag{60}$$

Величина $\Delta\rho$, как видно из уравнения (59), пропорциональна центральному углу φ и достигает в конце спирали, т. е. при $\varphi^\circ = 360^\circ$, величины $0{,}025\, r'$. Весьма важным является то обстоятельство, что $\Delta\rho$ пропорционально φ или по уравнению (56) пропорционально ρ^2, иначе говоря, площади сечения. Приращение площади $\Delta F = 2\rho\pi\Delta\rho$ возрастает, таким образом, пропорционально ρ^3. Отсюда можно заключить, что замена учета трения увеличением приращения ΔQ к расчетной величине расхода не отвечает действительной картине, так как поправка ΔF просто пропорциональна площади сечения. То, что в уравнение (59) величина ρ больше не входит, можно объяснить тем, что при увеличении ρ величина потери трения уменьшается, и таким образом влияние увеличения площади на $\Delta\rho$ устраняется.

Пример расчета. Рассчитаем спиральный кожух с круговыми поперечными сечениями по тем же данным, которые были положены в основу расчетов спиралей фиг. 117—117b и 118—118b, а именно, по $K = r_2 c_{3u} = 1{,}015$ *м²/сек* $Q' = 0{,}258$ *м³/сек*, $r_2 = 120$ *мм*, $b_3 = 76$ *мм*.

Так как по уравнению (54)

$$C = \frac{720\cdot\pi\cdot 1{,}015}{0{,}258} = 8\,940\ м^{-1},$$

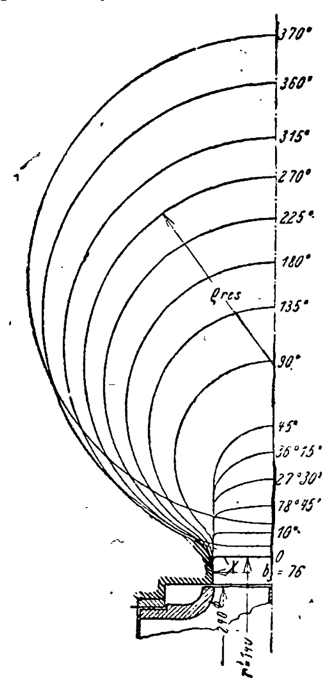
то, приняв сперва $r' = r_2 + 20 = 140$ *мм*, получим:

---

* Строго говоря, надо было бы взять расстояние r в точке средней скорости, которая из-за гиперболического характера распределения не совпадает с центром круга. Однако ожидаемое уточнение не оправдывает затруднений, возникающих при вычислениях.

Для φ =	45°	90°	135°	180°	225°	270°	325°	360°	370°	Размерность
r'	0,140	0,140	0,140	0,140	0,140	0,140	0,140	0,147*	0,163*	м
по уравнению (53) ρ . . .	0,0425	0,0631	0,0801	0,0951	0,1090	0,1220	0,1343	0,1488	0,1574	„
по уравнению (59) Δρ . . .	0,0004	0,0009	0,0013	0,0018	0,0022	0,0026	0,0031	0,0037	0,0042	„
$\rho_{res} = \rho + \Delta\rho$.	42,9	64,0	81,4	96,9	111,2	124,6	137,4	152,5	161,6	мм

На основании этой таблицы получаем ряд изображенных на фиг. 121a контуров поперечных сечений. В первой восьмушке спирали круговое сечение, как видно из чертежа, неосуществимо, так как кромка языка X прямолинейна, а диаметр круга оказывается меньше чем b. Этот участок может быть сконструирован либо на основе метода, изложенного в предыдущем разделе, дающего постепенный переход от прямоугольного начального сечения к круглому, либо рассчитанные, как было указано выше, круговые сечения заменяются соответствующими им переходными сечениями, причем необходимо иметь в виду уравнение (40a).



Фиг. 121a. Спиральный кожух с круглыми сечениями к примерному расчету.

Изображенный на фиг. 121b неплавный переход от колеса к поперечному сечению кожуха представляет преимущество в смысле упрощения обработки ввиду отсутствия цилиндрического зазора при выходе, причем неплавность перехода не вносит ухудшения в работу, так как имеющиеся с обеих сторон колеса токи через зазоры не позволяют образоваться мертвым пространствам. Токи через зазоры в данном случае как бы отсасывают пограничный слой (§ 15). Эта конструкция особенно удобна при кожухах с горизонтальным разъемом, так как такой разъем сильно затрудняет обработку кожуха.



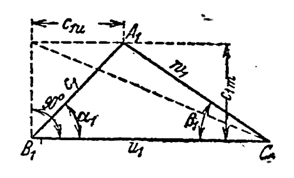
Фиг. 121b. Неплавный переход от рабочего колеса к спирали.

54. НАПРАВЛЯЮЩИЕ ПРИСПОСОБЛЕНИЯ ПРИ ВХОДЕ

Если воду желательно подвести к рабочему колесу под углом не равным 90°, то следует устроить какое-нибудь направляющее устройство при входе в колесо (фиг. 224). Как показывает фиг. 122, оно дает нам возможность при одной и той же абсолютной скорости

* Когда достигнута величина угла $\varphi = 360°$, то все сечение переходит вдоль внешней кромки языка наружу, так что для величины r' должны быть взяты увеличивающиеся значения.

входа c_1 или c_{1m} значительно уменьшить относительную скорость входа w_1. Последнее приводит к увеличению входной ширины канала и тем самым уменьшает трение в рабочих каналах, что может показаться большим достижением. Так как, однако, при этом появляются дополнительные сопротивления в самом направляющем аппарате, то представляется спорным, даст ли всё это повышение общего к. п. д. насоса. Кроме того, из основного уравнения следует, что при этом должна быть повышена окружная скорость насоса, т. е. приходится для достижения той же самой высоты подачи увеличивать число оборотов насоса, что вызовет дополнительные потери на трение. Кроме того, сопротивление в направляющем аппарате при входе в колесо уменьшает допустимую высоту всасывания, а сам он в значительной степени усложняет конструкцию насоса. По всем этим причинам направляющее приспособление при входе применяется исключительно в тех случаях, когда это вызывается желанием устранить специфические неблагоприятные условия входа (см., например, конец § 79 и середину § 80а).



Фиг. 122. Изменение диаграммы скоростей на входе за счет направляющего аппарата у входа.

Отклонение потока может быть произведено или направляющими лопатками или при помощи подводящей спирали (фиг. 120 и 120а).

Если выходные кромки направляющих лопаток не лежат на поверхности кругового цилиндра, т. е. их отдельные точки расположены на различных расстояниях от оси вращения, то тангенциальная составляющая скоростей струй, выходящих из направляющего аппарата, должна удовлетворять закону площадей, т. е. произведение $c_{0u} \cdot r$ (произведение окружной скорости на расстояние от оси вращения) должно быть постоянно для всех частиц воды. Соответственно этому угол наклона α_0 поверхности направляющей лопатки будет различным для разных линий тока. Кроме того, влияние конечной величины расстояния между лопатками должно быть учтено согласно указаниям § 48.

G. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ РАСХОДОМ, НАПОРОМ И ЧИСЛОМ ОБОРОТОВ. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

55. ПОЛУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАСОСА

В то время как в поршневых насосах развиваемый насосом напор не зависит ни от расхода, ни от числа оборотов, в турбонасосах высота напора изменяется с изменением этих факторов. Для рационального использования турбонасоса весьма существенно знать эту зависимость, так как это дает возможность расширить область применения одного и того же насоса, не говоря уже о том, что в каждой насосной установке всегда имеются колебания в указанных трех величинах — подаче, напоре и числе оборотов.

Мы проведем исследование следующим образом: во-первых, мы определим, как изменяется высота напора с изменением расхода (подачи) при постоянном числе оборотов. Эта зависимость может быть легко установлена экспериментальным путем на испытательной стан-

ции, причем изменение расхода осуществляется регулированием задвижки, включенной в нагнетательную линию: при этом определяют измерением значения расхода Q_x и соответствующие значения H_x. Получающуюся кривую, являющуюся линией постоянного числа оборотов на диаграмме (Q_x-H_x), принято называть характеристикой насоса. Совокупность характеристик для всевозможных чисел оборотов в пространственной системе координат с тремя осями Q_x, H_x и n образует поверхность, так называемую характеристическую поверхность, целиком определяющую работу насоса при любом возможном режиме.

Во всем последующем исследовании все переменные величины, не соответствующие условиям безударного входа, отмечаются индексом x.

56. РАБОТА ЛОПАТОК[1] (НАПОР) H_{thx} ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ РАСХОДЕ (ПРИ УДАРНОМ И БЕЗУДАРНОМ ВХОДЕ)

Мы ограничимся рассмотрением случая с радиальным подходом воды к рабочему колесу. При этом основное уравнение Эйлера (§ 41) примет следующий вид:

$$H_{th} = \frac{u_2}{g} c_{3u} \tag{1}$$

или

$$H_{th} = \frac{1}{1+p} \cdot H_{th\infty}, \tag{2}$$

где

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g} c_{2u} \tag{3}$$

и

$$p = \psi \frac{r_2^2}{zS}. \tag{3a}$$

Эти уравнения дают величину удельной работы лопаток, приходящейся на 1 *кг* воды, т. е. высоту напора, также и в том случае, когда величина расхода отклонится от нормальных условий. Возникающая при этом потеря напора на удар имеет тот же характер, как и все прочие гидравлические потери, связанные с протеканием воды через каналы между рабочими лопатками Z_1, каковые согласно выводам § 24 и 27 не входят в основные уравнения. Также совершенно безразличен характер траекторий отдельных частиц воды между входным и выходным сечениями, т. е. безразлично, возникает ли неустойчивый режим в связи с ударом при входе или он не возникает.

Соответственно этому в уравнениях величины, меняющиеся вместе с величиной расхода, без дальнейших рассуждений могут быть отмечены индексом x. В правой части уравнения (3) меняется при изменении подачи величина c_{2u}, т. е. при величине подачи Q_x величина тангенциальной составляющей скорости будет равна c_{2ux}. Помня то, что выходной угол лопатки β_2, т. е. направление относительной скорости выхода w_{2x}, остается все время постоянным, из треугольника

[1] При переводе в дальнейшем мы чаще будем применять к H_{th} более распространенный термин „теоретический напор“, а не „работа лопаток“ (как то делает автор). *Ред.*

скоростей для выхода из колеса (фиг. 123) можно видеть, что радиальная составляющая скорости c_{2mx} меняется пропорционально Q_x, так что

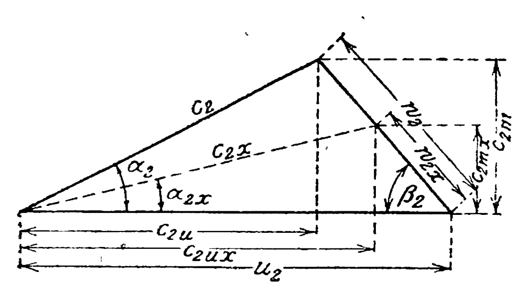
$$c_{2mx} = w_{2x}\sin\beta_2 = \frac{Q_x}{\pi D_2 b_2}. \tag{4}$$

Коэфициент сужения $\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}$ в этом случае, так же как и во всех дальнейших рассуждениях, мы примем равным единице. Тогда из уравнения (4) получаем обратную зависимость для c_{2ux}, именно

$$c_{2ux} = u_2 - c_{2mx}\operatorname{ctg}\beta_2 = u_2 - \frac{Q_x \operatorname{ctg}\beta_2}{\pi D_2 b_2}, \tag{5}$$

т. е. по уравнению (3)

$$H_{th\,\infty x} = \frac{u_2}{g}\left(u_2 - \frac{Q_x \operatorname{ctg}\beta_2}{\pi D_2 b_2}\right). \tag{6}$$



Фиг. 123. Диаграмма скоростей на выходе при бесконечно большом числе лопаток и входе с ударом (пунктир).

Фиг. 123а. Зависимость напора от расхода при постоянном числе оборотов и бесконечном числе лопаток.

Это последнее уравнение дает зависимость теоретического напора, развиваемого насосом при бесконечно большом количестве лопаток, от величины подачи Q_x. Из уравнения видно, что зависимость между Q_x и H_x будет линейной.

При переходе значений угла β_2 через 90° второй член уравнения (6) меняет знак. Отсюда следует, что высота напора при углах $\beta_2 \lesseqgtr 90°$, т. е. при лопатках, загнутых назад, кончающихся радиально, и загнутых вперед, будет изменяться так, как указано на фиг. 123а. При лопатках, загнутых назад, напор, развиваемый насосом, падает с увеличением величины подачи Q_x; при лопатках, загнутых вперед, напор увеличивается с увеличением подачи и, наконец, при лопатках, кончающихся радиально, напор постоянен и равен $\frac{u_2^2}{g}$. При одной и той же окружной скорости и при одном и том же расходе напор при лопатках, загнутых вперед, больше на ΔH_1, чем напор при лопатках, кончающихся радиально, а при лопатках, загнутых назад, он меньше указанного постоянного напора на величину ΔH_2.

Поскольку мы не учитываем удара при входе, то величина $H_{th\,\infty x}$ есть высота напора, соответствующая отсутствию потерь. Повышение напора с увеличением подачи при лопатках, загнутых вперед, противо-

речит тому обстоятельству, что увеличение подачи на испытательном стенде производят путем увеличения сечения дросселирующего приспособления, и наряду с указанными в § 30 отрицательными свойствами лопаток, загнутых вперед, эта форма лопаток заставляет ожидать неустойчивого режима работы насоса (§ 53).

При совершенно закрытом дросселе, т. е. при $Q_x = 0$, величины теоретических напоров, развиваемых рабочими колесами с лопатками всех трех типов, совпадают и равняются $\frac{u_2^2}{g}$. В § 28 нами было выведено выражение для давления непосредственно за колесом, которое по уравнению (21а) при $w_2 = 0$, $c_0 = 0$, $Z_I = 0$ равно $H_{p\infty} = \frac{u_2^2}{2g}$, т. е. равно примерно половине того напора, который мы получили, пользуясь основным уравнением. Это противоречие объясняется тем обстоятельством, что вывод для $H_{th\infty}$ делался в предположении наличия расхода воды через колесо, который затем в последнем случае принимался бесконечно малым. При последнем же вода, находящаяся вокруг колеса и вращающаяся с абсолютной скоростью u_2, получает кроме повышения статического давления еще и повышение динамического напора $\frac{u_2^2}{2g}$, т. е. полное приращение энергии получится равным $\frac{2u_2^2}{2g}$. Это рассуждение показывает, что если бы трение могло уничтожить вращение жидкости за колесом, то это вызвало бы значительное падение напора. То, что при опытах не наблюдается никакого падения напора, можно объяснить тем, что и при закрытой задвижке через колесо протекает жидкость, количество которой обусловлено потерями в зазоре.

При конечном числе лопаток в идеальной жидкости работа лопаток (напор) также изменяется по прямой при условии, что стекание жидкости все время происходит по касательной к лопатке. Это проще всего видно[1] из уравнения (80) § 24а, которое можно написать в форме

$$H_{th\,x} = \frac{\omega}{2\pi g} z\Gamma_{sx} = \frac{n}{60\,g} z\Gamma_{sx}. \tag{7}$$

Циркуляция Γ_{sx} по одной лопатке состоит из частей, обусловленных круговым потоком вытеснения и потоком протекания (см. § 37, сноску 3, стр. 118, 1, стр. 119 и § 40b). Относительный круговой поток для данного колеса зависит только от числа оборотов таким образом, что в каждой точке скорость пропорциональна числу оборотов n, в то время как скорость потока протекания, имеющего место в неподвижном колесе, зависит только от расхода Q_x и не зависит от n. Таким образом

$$\Gamma_{sx} = k_1 n + k_2 Q_x,$$

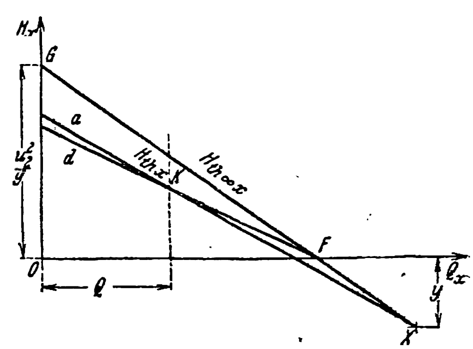
где k_1 и k_2 представляют собой постоянные, зависящие от размеров лопаток. Таким образом по уравнению (7)

$$H_{th\,x} = \frac{n}{60\,g} z(k_1 n + k_2 Q_x). \tag{8}$$

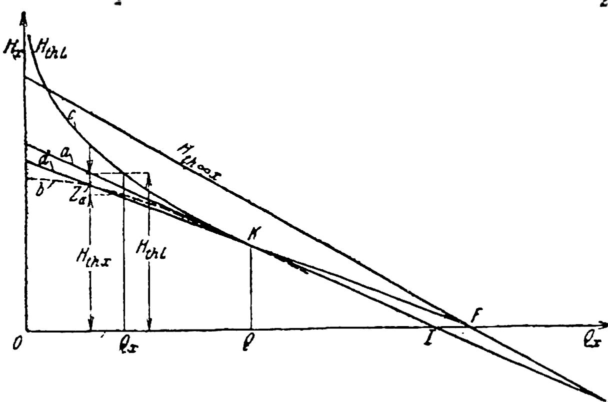
[1] См. также Schulz, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307, стр. 6.

или работа лопаток (напор) при постоянном числе оборотов n пропорциональна Q_x.

Имея в виду бесконечно тонкие лопатки в идеальной жидкости, в данное время можно указать о взаимном расположении кривых $H_{th \infty x}$ и H_{thx} лишь следующее: можно считать, что неработающие лопатки, форма которых совпадает с траекториями относительного движения в невозмущенной жидкости, как при бесконечном, так и при конечном числе лопаток дадут при одном и том же расходе (соответствующем безударному входу) теоретический напор $H_{th\,x} = 0$. Кривые $H_{th\,x}$ и $H_{th\,\infty\,x}$ пересекаются при этом в точке F на оси Q_x (фиг. 124). При лопатках, очерченных по логарифмическим спиралям, и при колесе, имеющем постоянную ширину, точка пересечения X лежит по исследованиям Шульца и Буземанна под осью абсцисс и тем ниже, чем меньше отношение $\frac{r_1}{r_2}$, т. е. чем длиннее лопатки. Для $\frac{r_1}{r_2} = 1$, т. е



Фиг. 124. Зависимость теоретического напора $H_{th\,x}$ при конечном числе лопаток и идеальной жидкости: a — для логарифмически спиральных лопаток; d — для нерабочих лопаток.

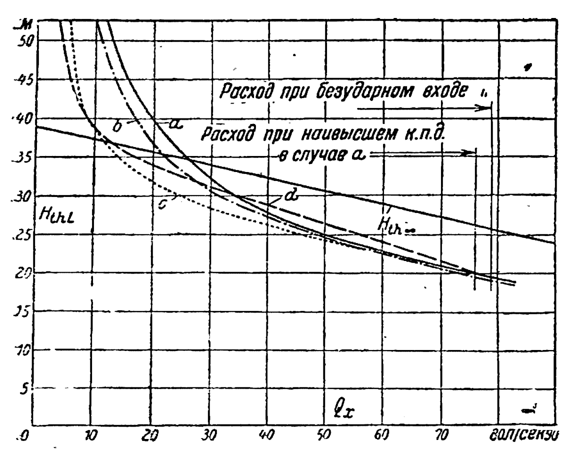


Фиг. 125. Теоретический напор при реальной жидкости: c — с учетом потерь на обмен Z_a; b — без учета их; d — прямая, приближенно соответствующая кривой b.

для лопаток, имеющих вид точки и не совершающих работы при безударном входе, мы снова имеем точку пересечения, лежащую на оси абсцисс, а для $r_1 = 0$ обе линии являются параллельными. Что касается точки пересечения X для любой формы лопаток, то в данное время на этот счет нет никаких исследований; поэтому даже приближенное определение положения этой точки в настоящее время невозможно.

Сказанное выше касается только невязкой, идеальной жидкости. При реальной жидкости теоретический напор изменяется уже не по

прямой линии, и кривая *b* (фиг. 125), соответствующая изменению этого напора, отклоняется от прямой *a* для идеальной жидкости, как это указано на фиг. 125, а именно загибается вниз. Это можно приписать, главным образом, тому, что образование мертвых пространств на задней стороне лопатки (§ 39) увеличивается [1] при уменьшении расхода и тем самым уменьшается угол выхода β_2^x (фиг. 76), что и уменьшает развиваемый лопаткой напор. Это подтверждено исследованиями Клостергальфена [2], Шредера [3] и Крумнова. Последние исследователи определили величину $H_{th\,x} - Z_{\text{I}}$, т. е. работу лопаток (напор) за вычетом напора, потерянного на сопротивления в каналах колеса, путем измерения скоростного напора за колесом и введением аналитической поправки на удар при входе. Ввиду неустойчивости в характере абсолютного движения, влияющей на точность измерения скоростного напора, можно считать качественную правильность результатов неудовлетворительной.



Фиг. 125а. Кривые теоретического напора, включая потери на обмен Z_a для одного и того же колеса 415 *мм* диаметра при следующих направляющих устройствах:

a — направляющий аппарат; *b* — направляющее кольцо; *c* — направляющий аппарат с поворотными лопатками (установленными на лучший к. п. д.); *d* — цилиндрическая задвижка в зазоре (фиг. 152, поставленная на режим лучшего к. п. д.).

Если напор определяют по уравнению (5) § 26, исходя из данных испытания насоса, т. е. путем измерения мощности на валу N, расхода $Q + Q_{sp}$ (т. е. включая расход через зазор), мощности, поглощаемой трением колеса о воду, N_r и трением в подшипниках N_m, то сперва определяют величину

$$H_{th\,x} + Z_a = H_{th\,L},$$

т. е. напор, включающий потери на обмен импульсами Z_a у выхода из колеса. Кривая этого „общего" напора $H_{th\,L}$ расположена выше линии $H_{th\,x}$ на величину Z_a и асимптотически приближается к оси ординат, как этого и следовало ожидать согласно уравнению (75) § 24 [4]. Величина Z_a имеет особо большое значение при неполных нагрузках. Она в значительной степени зависит от направляющего устройства, расположенного за колесом, и больше всего при неподвижных направляющих лопатках, так как система направляющих лопаток при неполной нагрузке оказывает на воду такое же воздействие, как весьма шероховатая стенка. Фиг. 125а изображает

---

[1] См. Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule München, 1931, № 1, стр. 7 и след.

[2] Closterhalfen, Hilfsmittel zur Beobachtung und Messung an umlaufenden Kreiselrädern. Dissert. Braunschweig, 1930. Эта работа появилась также в Forsch.-Arb. Ing.-Wes., т. 2 (1931), тетр. 1, 2 и 7.

[3] См. диссертации Шредера и далее Крумнова.

[4] См. работы Schulz, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307: Siebrecht, то же, тетр. 321 и диссертацию Шредера.

ряд кривых $H_{th\,L}$ в том виде, как они получены при опытах Зибрехта (Siebrecht) с различными направляющими устройствами.

Потеря на обмен импульсами Z_a имеет характер, сходный с потерей на трение колеса о воду, и благодаря этому должна быть выделена. Однако в настоящее время это представляет непреодолимые трудности, вследствие чего построить кривую $H_{th\,x}$ по кривой $H_{th\,L}$ до сих пор не удавалось. Во всяком случае твердо установлено, что для нашей цели надо пользоваться только кривой $H_{th\,x}$, а не $H_{th\,L}$.

Анализируя весь относящийся к этому теоретический и экспериментальный материал, можно сказать, что в действительности линия $H_{th\,x}$ (кривая b на фиг. 125) сравнительно настолько изогнута книзу в той ее области, которая представляет интерес для практики, что точка пересечения „осредняющей" ее секущей (прямой, характеризующей этот участок кривой) с линией $H_{th\,\infty\,x}$ перемещается значительно вверх (в точку F, а иногда и выше ее). Если провести такого рода прямую через точку F и через точку K, соответствующую расходу безударного входа, как то и показано в виде прямой d на фиг. 125, то кривая в области между точкой нулевого расхода и точкой безударного входа, которая и нужна только при построении характеристик, будет представлена ею (т. е. прямой d) достаточно полно, во всяком случае лучше, чем кривой a, соответствующей идеальной жидкости, или прямой, параллельной линии $H_{th\,\infty\,x}$. Это также подтверждается и опытами [1]. Поэтому в дальнейшем линия d принимается за кривую $H_{th\,x}$. При этом только не надо забывать, что в области нормальных расходов эта линия проходит несколько положе действительной, а вблизи нулевых расходов — несколько круче. Все же ниже (на стр. 209) мы приведем способ построения характеристики и для предположения, что линия $H_{th\,x} \parallel H_{th\,\infty\,x}$.

Коэфициент уменьшения мощности $p = \frac{H_{th\,\infty\,x}}{H_{th\,x}} - 1$ в случае общей точки пересечения линий $H_{th\,\infty\,x}$ и $H_{th\,x}$ не зависит от Q_x. Этим самым наши расчеты упрощаются.

По уравнению (2)

$$H_{th\,x} = \frac{1}{1+p} H_{th\,\infty\,x}. \qquad (2a)$$

где p теперь считается для данного насоса величиной постоянной и определяется из уравнения (3a).

Совместно с уравнением (6) уравнение (2) дает

$$H_{th\,x} = \frac{1}{1+p} \frac{u_2}{g} \left(u_2 - Q_x \frac{\operatorname{ctg} \beta_2}{\pi D_2 b_2} \right). \qquad (9)$$

Во многих случаях удобно вместо переменных Q_x пользоваться так называемым коэфициентом подачи $\frac{Q_x}{Q}$, т. е. отношением

[1] См. главы IV и V работы Siebrecht'a, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 321.

данного расхода к расходу при безударном входе [1]. Так как расход, соответствующий безударному входу

$$Q = \pi D_2 b_2 c_{2m},$$

то после подстановки значения c_{2m} из уравнения (31) § 42, и так как здесь $\alpha_2' = \alpha_3$, имеем

$$Q = \pi D_2 b_2 \frac{u_2}{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}, \tag{9a}$$

а по уравнению (9)

$$H_{th\,x} = \frac{u_2^2}{g}\frac{1}{1+p}\left[1 - \frac{Q_x}{Q}\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}\right]. \tag{9b}$$

Здесь α_3 есть угол, образованный направлением притекающей к направляющему аппарату воды при безударном входе, — он остается неизменным.

57. ПОСТРОЕНИЕ РАСЧЕТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для того чтобы построить кривую изменения напоров H_x, следует вычесть из значений удельных работ лопаток (напоров) $H_{th\,x}$, соответствующих рассматриваемым расходам, все гидравлические потери. Гидравлические потери разбиваются на две основные группы:

a) трение в каналах H_{rx}, включающее потери на поворотах и потери при преобразовании скоростей в давление H_{ux};

b) потери на удар H_s при входе на рабочее колесо и в направляющий аппарат.

a) Трение в каналах $H_{rx} + H_{ux}$, включая потери на поворотах и потери при преобразовании скорости в давление. При безударном входе все эти потери учитываются гидравлическим к. п. д. η_h, который известен из расчета насоса. Таким образом для нормальной подачи Q

$$H_r + H_u = (1 - \eta_h) H_{th}.$$

При подсчете потерь следовало бы учесть и влияние относительного вихря в каналах и потери на связанное с ним образование вихревых областей. Однако это не может быть выполнено сколько-нибудь удовлетворительно, вследствие чего нами для подсчета потерь будут использованы уравнения, строго говоря, применимые только для неподвижных каналов, согласно которым гидравлические потери растут с изменением

---

[1] Другим применяемым в настоящее время понятием является коэфициент полноты („Völligkeitsgrad“ см. ZVDI, 1932, стр. 377), который выражается в соответствии с фиг. 124 через

$$v = \frac{Q}{OF} = 1 - \frac{gH_{th\,\infty}}{u_2^2}, \tag{I}$$

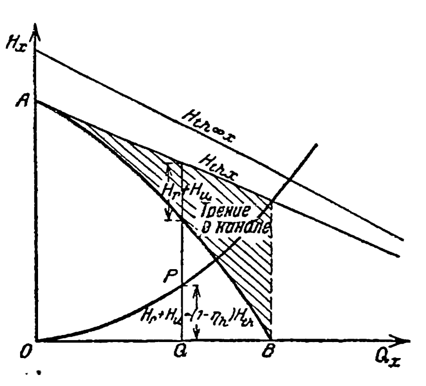
т. е. отношением расхода, соответствующего безударному входу, к расходу для $H_{th\,\infty\,x} = 0$. Он представляет собой характеристику, родственную быстроходности (§ 81), которая может быть написана по уравнению (6) в виде

$$v = \frac{c_{2m}}{u_2 \operatorname{tg}\beta_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \frac{b_1}{b_2}\cdot\frac{\operatorname{tg}\beta_1}{\operatorname{tg}\beta_2}\frac{t_1 - \sigma_1}{t_1}, \tag{II}$$

так как $Q = \pi D_2 b_2 c_{2m}$ и соответственно равно $\pi D_1 b_1 u_1 \operatorname{tg}\beta_1 \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1}$, а $\overline{OF} = \pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg}\beta_2$.

скорости протекания воды через насос, т. е. с изменением величины подачи Q_x, по параболическому закону с показателем, лежащим между 1,75 и 2 (§ 10b). Если принять для простоты квадратичный закон, то кривая $H_{rx} + H_{ux}$ будет параболой OP, проходящей через заданную точку P (фиг. 126), главной осью которой будет ось ординат и начало которой будет в начале системы координат. Поскольку относительный вихрь внутри рабочих каналов влияет на трение незначительно, то поэтому представляется допустимым принять показатель равным 2, тем более, что потери при повороте и потери при преобразовании скорости в давление вполне точно растут пропорционально квадрату скорости, а потери на трение при шероховатых стенках также следуют закону, приближающемуся к квадратичному.

Нанеся на чертеж указанную параболу OP и вычтя ординаты этой параболы из прямой $H_{th\,x}$, мы получим кривую изменения $H_{th\,x} - H_{rx} - H_{ux}$, ординаты которой уменьшаются с увеличением Q_x, давая кривую AB. Кривая эта, которая также, очевидно, будет параболой, касается прямой $H_{th\,x}$ в точке A.



Фиг. 126. Влияние трения в канале на изменение напора в зависимости от расхода при постоянном числе оборотов.

Уравнение кривой потерь будет

$$H_{rx} + H_{ux} = (1 - \eta_h) H_{th} \left(\frac{Q_x}{Q}\right)^2. \quad (10)$$

Подставив сюда значение H_{th} из уравнения (30) § 42 (и положив предварительно $\alpha_3 = \alpha_2'$), т. е.

$$H_{th} = \frac{u_2^2}{g} \frac{\operatorname{ctg} \alpha_3}{(1+p) \operatorname{ctg} \alpha_3 + \operatorname{ctg} \beta_2}, \quad (10a)$$

получаем

$$H_{rx} + H_{ux} = (1 - \eta_h) \frac{u_2^2}{g} \frac{\operatorname{ctg} \alpha_3}{(1+p) \operatorname{ctg} \alpha_3 + \operatorname{ctg} \beta_2} \left(\frac{Q_x}{Q}\right)^2. \quad (11)$$

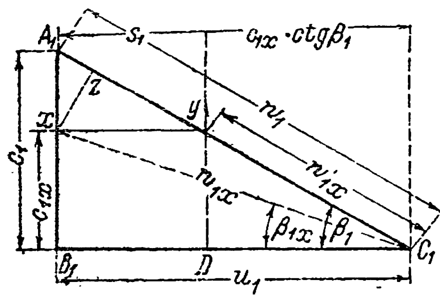
Подставляя в это выражение значение Q из уравнения (9a), получим окончательно

$$H_{rx} + H_{ux} = \frac{1 - \eta_h}{g} \frac{[(1+p) \operatorname{ctg} \alpha_3 + \operatorname{ctg} \beta_2] \operatorname{ctg} \alpha_3}{\pi^2 D_2^2 b_2^2} Q_x^2. \quad (12)$$

Величину каждой из этих потерь можно было бы также определить путем подсчета по уравнениям, выведенным в § 12 и 16. Однако такой расчет оказался бы чрезвычайно сложным. Кроме того, результат его оказывается недостаточно удовлетворительным, поскольку значения отдельных коэфициентов, на основании которых ведется определение потери на трение в каналах и потерь от изменения направления и сечения, известны недостаточно точно. Кроме того, рассчитывать на точность такого детального расчета не приходится, хотя бы по одному тому, что при таком расчете невозможно учесть сколько-нибудь удовлетворительным образом влияние относительного вихря.

b) Потери на удар. Под явлением удара мы в дальнейшем будем понимать резкое изменение направления средней скорости при входе в рабочее колесо и при выходе из него. При помощи коэфициента φ, вводимого в уравнение (30а), стр. 53, мы учитываем то обстоятельство, что в действительности отдельные траектории изменяют свое направление постепенно. Этим коэфициентом мы будем пользоваться в дальнейших рассуждениях.

α) Вход в рабочее колесо. Если абсолютная скорость входа c_{1x} отличается от той скорости c_1, которая, будучи векториально сложена с окружной скоростью u_1, дает относительную скорость w_1, направленную к окружности входа под углом лопатки β_1 (фиг. 127), то мы получаем новый треугольник скоростей xB_1c_1, из которого видим наличие резкого изменения в направлении потока с угла входа β_{1x} на неизменный угол β_1, т. е. наличие удара. Влиянием конечности числа лопаток на явление удара при входе можно пренебречь. До и после удара радиальная составляющая скорости будет одна и та же, равная c_{1x}. Поэтому конечная точка x относительной скорости после удара будет лежать в точке y на прямой, параллельной скорости u_1. Потеря напора, соответствующая теряемой при ударе компоненте скорости $\overline{xy} = s_1$, по уравнению (30) § 16 равна



Фиг. 127. Диаграмма скоростей при входе с ударом.

$$h_{s1} = \varphi \frac{s_1^2}{2g}. \qquad (13)$$

Из фиг. 127 имеем

$$s_1 = u_1 \frac{c_1 - c_{1x}}{c_1} = u_1 \left(1 - \frac{c_{1x}}{c_1}\right) = u_1 \left(1 - \frac{Q_x}{Q}\right),$$

и следовательно,

$$h_{s1} = \frac{\varphi}{2g} u_1^2 \left(1 - \frac{Q_x}{Q}\right)^2. \qquad (14)$$

Введя в это уравнение значение

$$Q = \pi D_1 b_1 c_1 \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1} = \pi D_1 b_1 u_1 \operatorname{tg} \beta_1 \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1},$$

получим

$$h_{s1} = \frac{\varphi}{2g}\left(u_1 - Q_x \frac{\operatorname{ctg} \beta_1}{\pi D_1 b_1} \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}\right)^2. \qquad (15)$$

β) Вход в направляющий аппарат. Примем сначала, что между направляющим аппаратом и рабочим колесом зазор отсутствует, т. е. что $D_2 = D_4$ (фиг. 102). В этом случае произойдет удар, если радиальная составляющая скорости c_{2mx} будет отличаться от нормальной скорости c_{2m}. Относительная скорость выхода $w_{2x} = \overline{C_2X}$ (фиг. 128) сохраняет вследствие неизменности угла лопаток β_2 свое направление C_2A_2. Учитывая влияние отклонения, вызываемого относительным

вихрем в рабочем канале, при выходе прибавляем к скорости c_{2x} составляющую $\overline{XY} = pc_{3ux}$, получаем абсолютную скорость выхода $c_{3x} = \overline{B_2Y}$, отклонение направления которой до угла α_3, вызванное направляющими лопатками, будет сопровождаться ударом. Так как радиальная составляющая неизменна, то компонента скорости, теряемая при ударе, будет равна $\overline{ZY} = s_2$. При этом потеря напора на удар будет равна

$$h_{s2}' = \varphi \frac{s_2^2}{2g}.$$

Так как в действительности между рабочим колесом и направляющим аппаратом имеется зазор конечной величины, то скорости воды при входе в направляющий аппарат уменьшатся в отношении $\frac{D_2}{D_4}$. Угол α_3 при этом не изменится, так как и радиальная и тангенциальная составляющие скорости уменьшатся в одинаковом отношении. Влиянием конечной толщины рабочих лопаток на скорости при ударе можно пренебречь. Сужение струи при входе в направляющий аппарат само по себе не оказывает никакого влияния на явление удара. Таким образом компонента скорости, теряемая на удар, равна $s_2 \frac{D_2}{D_4}$, так что

$$h_{s2} = \frac{\varphi}{2g}\left(s_2 \frac{D_2}{D_4}\right)^2. \qquad (16)$$

Фиг. 128. Диаграмма скоростей для входа с ударом при учете конечного числа лопаток.

Так как величину p можно считать постоянной, то точки Y должны лежать на прямой DA_2', проходящей через точку пересечения D продолженной прямой C_2A_2 с перпендикуляром к прямой B_2C_2, точно так же, как линии $H_{th\,\infty\,x}$ и $H_{th\,x}$ пересекаются на оси Q_x (фиг. 125). Координаты точек X и Y, т. е. величины c_{2mx}; c_{2ux} или c_{2mx}, c_{3u} пропорциональны величинам Q_x, $H_{th\,\infty\,x}$ или Q_x, $H_{th\,x}$.

Из того, что

$$B_2E = \overline{EC_2}\frac{1}{p} = \frac{\overline{B_2E} + \overline{EC_2}}{1+p} = \frac{u_2}{1+p}$$

непосредственно следует

$$\overline{ZY} = s_2 = \overline{B_2E} \cdot \frac{c_{2m} - c_{2mx}}{c_{2m}} = \frac{u_2}{1+p}\left(1 - \frac{c_{2mx}}{c_{2m}}\right) =$$

$$= \frac{u_2}{1+p}\left(1 - \frac{Q_x}{Q}\right), \qquad (17)$$

откуда по уравнению (16)

$$h_{s2} = \frac{\varphi}{2g}\left(\frac{u_2}{1+p}\,\frac{D_2}{D_4}\right)^2\left(1 - \frac{Q_x}{Q}\right)^2. \qquad (18)$$

Подставляя в это же уравнение значение Q из равенства (9a), получим

$$h_{s2}=\frac{\varphi}{2g}\,\frac{1}{(1+p)^2}\left\{u_2\frac{D_2}{D_4}-\frac{Q_x}{\pi D_4 b_2}\left[(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3+\operatorname{ctg}\beta_2\right]\right\}^2. \qquad (18a)$$

Полная потеря на удар равняется, таким образом,

$$H_s=h_{s1}+h_{s2}, \qquad (19)$$

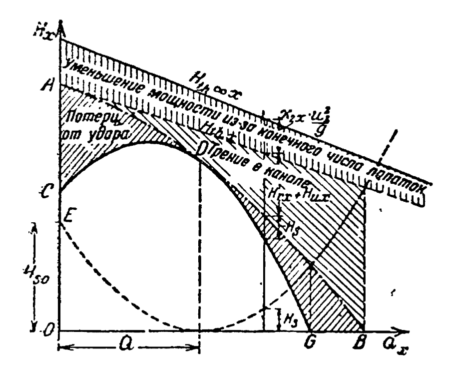
где h_{s1} и h_{s2} определяются при помощи уравнений (15) и (18a). Если безударному входу на рабочее колесо и на направляющий аппарат соответствует одна и та же подача (что не всегда имеет место), то согласно уравнениям (14) и (18)

$$H_s=\frac{\varphi}{2g}\left(1-\frac{Q_x}{Q}\right)^2\left[u_1^2+\left(\frac{u_2}{1+p}\cdot\frac{D_2}{D_4}\right)^2\right]. \qquad (20)$$

Как и следовало ожидать, при $Q_x=Q$, $H_s=0$, а при $Q_x=0$

$$H_{s0}=\frac{\varphi}{2g}\left[u_1^2+\left(\frac{u_2}{1+p}\cdot\frac{D_2}{D_4}\right)^2\right]. \qquad (21)$$

Уравнение (20) есть уравнение параболы, ось которой нормальна к оси Q_x и вершина которой лежит на оси абсцисс, в точке $Q_x=Q$ (фиг. 129) [1]. Вычитая из ординат определенной ранее параболы AB ординаты параболы потерь на удар, получим кривую CDG, которая и является искомой характеристикой насоса. Эта характеристика касается кривой AB в точке D, координаты которой соответствуют безударному входу. Очевидно, что сама характеристика также будет параболой, ось которой параллельна оси ординат.



Фиг. 129. Построение характеристики, т. е. кривой зависимости напоров H_x от расходов Q_x для насоса с направляющим аппаратом по кривой теоретических напоров $H_{th\,x}$ при постоянном числе оборотов.

Полученная характеристика не является окончательной, постольку, поскольку в ней еще не учтены потери через зазор. В хороших насосах учет этих потерь вызывает весьма незначительный сдвиг параболы, и поскольку при этом построение в значительной мере теряет свою наглядность, мы в данном месте курса не будем их рассматривать (§ 73).

c) **Построение характеристики насоса.** Построение характеристики насоса начинается с построения прямой теоретических напоров $H_{th\,x}$, для чего достаточно определить две ее точки пересечения с обеими осями координат, при этом точка пересечения с осью Q_x будет иметь

---

[1] Если расход, соответствующий безударному входу для колеса и для направляющего аппарата, неодинаков, то уравнение (20) дает параболу, которая не касается оси Q_x.

абсциссу, равную $u_2 \pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_2$ *, а точка пересечения с осью H_x — ординату, равную $\frac{u_2^2}{(1+p)g}$. Из ординат этой прямой вычитаются ординаты параболы потерь на трение [уравнение (10)] и ординаты параболы потерь на удар [уравнение (20)]; обе эти параболы строятся по заданной вершине, оси и еще одной какой-нибудь точке. Вершина параболы потерь на трение есть начало координат, вершина параболы потерь на удар есть точка Q на оси абсцисс, соответствующая расходу Q при безударном входе. У параболы потерь на трение третьей нужной для построения точкой является точка P (фиг. 126) с координатами $(1-\eta_h)H_{th}$, где гидравлический к. п. д. η_h известен из расчета насоса. Для построения параболы потерь на удар лучше всего определить вторую точку параболы на оси ординат (точку E фиг. 129). Ордината этой точки H_{s0} определяется по уравнению (21). Построение обеих парабол производится по одному из распространенных графических методов, и после вычитания ординат обеих парабол потерь из соответствующих ординат прямой теоретических напоров получится характеристика насоса.

На основании целого ряда опытов можно принять следующие значения для φ в уравнениях (20) и (21) [1]:

a) $\varphi =$ от 0,58 до 0,75, если влияния потерь через зазор не учитываются отдельно;

b) $\varphi =$ от 0,60 до 0,80, если влияние потерь через зазор учитывается при построении характеристики согласно указаниям § 73.

В случае, когда линия $H_{th\,x}$ и $H_{th\,\infty\,x}$ приняты не пересекающимися на оси Q_x, а параллельными друг другу, то тогда положение линии $H_{th\,x}$ определяется координатами Q, H_{th} для точки безударного входа, так как линия $H_{th\,\infty\,x}$ известна (см. начало § 56). В этом случае H_{s0} также изменяется и уравнение (21) следует заменить уравнением

$$H_{s0} = \frac{\varphi}{2g}\left[u_1^2 + \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2 (u_2 - p c_{3u})^2\right], \tag{21a}$$

где $c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2}$. В остальном построение остается тем же.

d) Построение характеристики для насоса с безлопаточным направляющим кольцом [2]. Вместо потерь на трение и удар, имеющих место в направляющем аппарате, здесь имеет место сопротивление H_{r2} направляющего кольца, определяемое по указаниям § 51, соответственно этому построение характеристики проводят следующим образом (фиг. 130):

Вначале наносят прямую $H_{th\,x}$ так же, как и для насоса с направляющим аппаратом; затем наносят линию (параболу OI), соответствующую части гидравлических потерь, растущих пропорционально квадрату расхода; линия эта (линия H_{r1}) не включает в себя потерь на сопротивление направляющего кольца. Точку этой линии, соответствующую

---

* Если учесть влияние конечной толщины лопаток при входе, которой мы пренебрегли при выводе, то это выражение надо умножить на $\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}$. Все прочее остается неизменным.

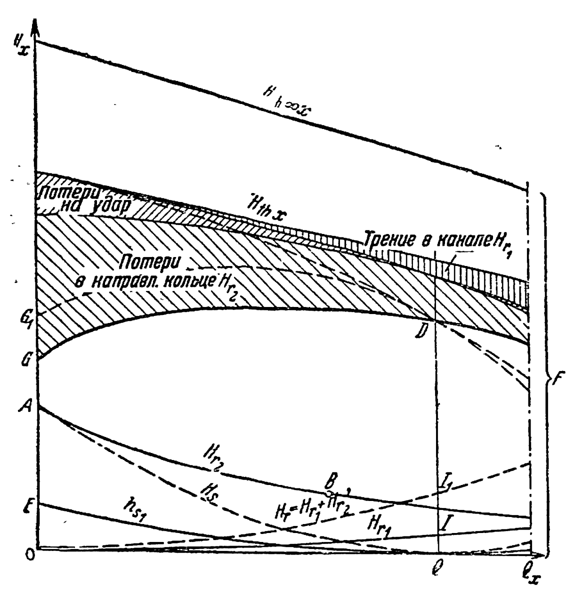
[1] См. также Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 321, стр. 20.

[2] См. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 295, стр. 89.

нормальному расходу Q, получают из соотношений $\overline{QI} = (1 - \eta_h) H_{th} - H_{r2}$, где H_{th} и H_{r2} берутся из кривых $H_{th\,x}$ и H_{r2} (фиг. 114) для расхода, равного Q. Кривая H_{r2} должна быть построена предварительно по указаниям § 51. Параболой потерь на удар является парабола, соответствующая входу в колесо [уравнение (14)], вершина которой находится в конце абсциссы Q и пересечение которой в точке E с осью H_x дает ординату $\overline{OE} = (h_{s1})_0 = \frac{\varphi}{2g} u_1^2$.

Характеристика GD получается построением $H_x = H_{th\,x} - H_{r1} - h_{s1} - H_{r2}$.

Если сравнить полученную характеристику с характеристикой насоса, имеющего направляющий аппарат (фиг. 129), то обращает на себя внимание ее **пологость**. Это находится в полном соответствии с действительностью. Различный характер кривых обусловливается тем, что линия H_{r2} потерь в направляющем кольце все время падает вправо, в то время как линия, соответствующая потерям в направляющем аппарате, поскольку они состоят из потерь на трение, растет пропорционально Q_x^2, т. е. быстро поднимается вправо, а поскольку они состоят и из потери на удар, поднимается по обе стороны Q.



Фиг. 130. Получение характеристики GD для насоса с направляющим кольцом. Для сравнения нанесена кривая G_1D, получающаяся при замене направляющего кольца направляющим аппаратом.

Насосы с направляющим аппаратом при большем расстоянии между ним и колесом должны рассчитываться, как указано в разделе „c", за исключением того, что дополнительные потери в пространстве между направляющим аппаратом и колесом надо учитывать, как в разделе „d".

Насосы со спиральным кожухом занимают промежуточное место между случаями, разобранными в разделах „c" и „d". Относительно процесса в спиральном кожухе при ненормальной нагрузке укажем следующее:

Рассмотрение диаграммы скоростей при выходе из рабочего колеса (фиг. 123) показывает, что при лопатках, загнутых назад, при увеличении расхода наблюдается уменьшение окружной составляющей скорости. Так как последняя при симметричном относительно оси течении определяет скорость в спиральном кожухе, а тем самым и сечения этого кожуха, то она изменяется обратно пропорционально расходу. Можно принять, что за колесом при превышении расходом нормальной его величины тангенциальное ускорение имеет

место за счет давления. Такое представление, однако, обосновано только тогда, когда оно не противоречит равновесию сил, т. е. когда увеличение давления происходит вовне в направлении центробежных сил, обусловленных кривизной траекторий частиц. В этом случае для расходов больших или меньших нормального можно избежать противоречий только тогда, когда линии тока перестанут быть симметричными относительно оси, т. е. когда линии равного давления не будут являться больше конаксиальными окружностями, а будут линиями, либо удаляющимися, либо приближающимися к оси. В этом случае подвод воды в разных местах окружности колеса должен быть неодинаковым, и именно при расходах больших (или меньших) нормального расходы через отдельные каналы по мере увеличения угла охвата (начиная от языка) должны возрастать (или уменьшаться). Таким образом удар не будет одинаковым вдоль всей окружности входа в колесо. Точно так же работа лопаток $H_{th\,x}$ (или циркуляция Γ_{sx}) будет различна для каждой лопатки. Следовательно, и вода, подаваемая в спираль отдельными каналами рабочего колеса, обладает различной энергией, так что образование вихрей и дальнейшие потери являются неизбежными. У языка X образуется скачок давления, вызывающий потерю, подобную потере через зазор.

Из всего этого видно, что в настоящее время хорошо построить характеристику для насосов со спиральным кожухом еще невозможно

58. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Из уравнений (9), (12) и (19) или (15) и (18а) для насоса с направляющим аппаратом получим

$$H_x = H_{th\,x} - (H_{rx} + H_{ux}) - H_s. \qquad (22$$

Подставив вместо отдельных членов правой части этого уравнения их выражения, написанные в развернутом виде, введя $u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}$, $u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60}$ и, наконец, располагая члены полученного уравнения в порядке убывающих степеней n (или в порядке возрастающих степеней Q_x), получим уравнение характеристической поверхности

$$H_x = k_1 n^2 + 2 k_2 n Q_x - k_3 Q_x^2. \qquad (23)$$

Коэфициенты k_1, k_2, k_3 суть величины, постоянные для одного и того же насоса, а именно

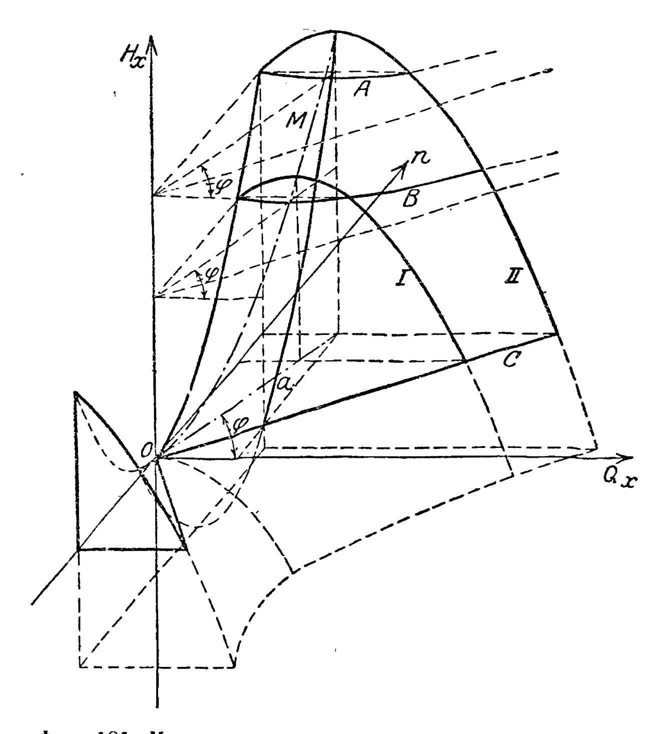
$$k_1 = \frac{\pi^2}{g \cdot 60^2}\left[\frac{D_2^2}{1+p} - \frac{\varphi}{2} D_1^2 - \frac{\varphi}{2}\frac{D_2^4}{D_1^2}\frac{1}{(1+p)^2}\right], \qquad (24)$$

$$\left.\begin{aligned} k_2 = \frac{1}{120\,g}\Big[-\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{b_2(1+p)} + \varphi\frac{D_2^2}{D_4^2}\frac{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}{b_2(1+p)^2} + \\ + \varphi\frac{\operatorname{ctg}\beta_1}{b_1}\frac{t_1}{t_1-\sigma_1}\Big], \end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

$$\left.\begin{aligned} k_3 = \frac{1-\eta_h}{g}\,\frac{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}{\pi^2 D_2^2 b_2^2}\cdot\operatorname{ctg}\alpha_3 + \\ + \frac{\varphi}{2g}\left[\frac{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}{(1+p)\pi D_4 b_2}\right]^2 + \frac{\varphi}{2g}\left(\frac{\operatorname{ctg}\beta_1}{\pi D_1 b_1}\right)^2\cdot\left(\frac{t_1}{t_1-\sigma_1}\right)^2. \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

Из уравнения (23) видно, что характеристическая поверхность является гиперболическим параболоидом, главная ось которого совпадает с осью H_x и вершина которого совпадает с началом координат. Плоскость симметрии, проходящая через ось H_x, образует с плоскостью $(Q_x H_x)$ угол φ, определяемый при помощи уравнения

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2 k_2}{k_3 + k_1}. \qquad (27)$$



Фиг. 131. Характеристическая поверхность центробежного насоса. Кривые *I* и *II* являются напорными характеристиками (при постоянном числе оборотов); *A* и *B* — линии постоянных напоров; *a* — линия постоянного расхода.

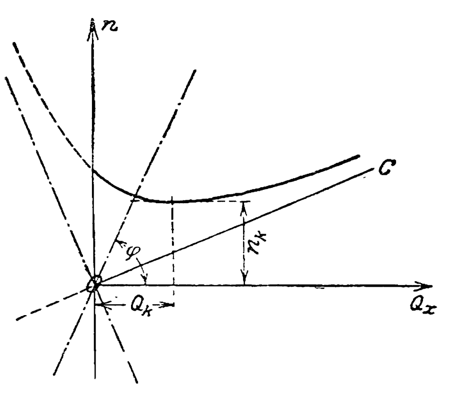
На фиг. 131 изображена часть характеристической поверхности, лежащая в первом квадранте. Плоскость $(Q_x H_x)$ представлена при этом прозрачной, плоскость $(Q_x n)$ — непрозрачной. Пунктирная кривая *OM* есть парабола, образованная пересечением гиперболического параболоида с вышеупомянутой плоскостью симметрии. Нормальные характеристики (*I* и *II*), которые в диаграмме $(Q_x H_x)$ соответствуют постоянному числу оборотов, получатся как сечения плоскостями, параллельными плоскости $(Q_x H_x)$. Сечения вертикальными плоскостями, параллельными плоскости $(Q_x n)$, дают гиперболы *AB*, асимптоты каждой из которых пересекаются на оси H_x, оставаясь параллельными между собой [1].

[1] Уравнение асимптот, которое одинаково для всех сечений, имеет вид

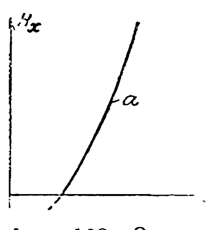
$$\frac{n}{Q_x} = \frac{1}{k_1}\left(k_2 \pm \sqrt{k_2^2 + k_1 k_3}\right).$$

Эти кривые также имеют практическое значение, так как они дают возможность предусмотреть работу насоса при постоянной высоте напора и при изменении расхода путем изменения числа оборотов. На фиг. 132 вычерчена такая гипербола.

Заслуживает внимания то обстоятельство, что с уменьшением расхода сначала падает также и число оборотов, которое достигает некоторого минимального значения n_k, соответствующего точке касания горизонтальной прямой к характеристике. Если желательно дальнейшее уменьшение подачи, приходится снова увеличивать число оборотов насоса, иначе насос перестанет подавать воду. Это наименьшее возможное при данном напоре число оборотов и соответствующий ему расход Q_k являются, таким образом, критическими значениями. Если в связи с неизбежным колебанием числа оборотов вблизи критической точки наступают перебои (пумпаж) в работе насоса, то в большинстве случаев вызванное этим падение нагрузки мотора само собой приводит к постепенному повышению его числа оборотов. Как будет показано в § 67 и 69, работа вблизи критической точки связана во всяком случае с колебаниями нагрузки [1]. В том случае, когда высота геодезического напора равняется нулю, т. е. когда насос выливает воду на уровне всасывания, то вместо ветвей гиперболы получим прямую, совпадающую с асимптотой и проходящую через начало координат. Сечения плоскостями, параллельными плоскости $(n\,H_x)$, дают параболы a (фиг. 133). Из рассмотрения этих парабол можно видеть, как нужно менять число оборотов, чтобы величина подачи оставалась постоянной при переменной высоте напора.



Фиг. 132. Зависимость числа оборотов от расхода при постоянном напоре.



Фиг. 133. Зависимость напора от числа оборотов при постоянном расходе.

Заслуживают внимания также и сечения плоскостями, проходящими через ось H_x. Они дают параболы с вершиной, лежащей в начале координат, для которых очевидно отношение $\frac{Q_x}{n}$, а следовательно, и отношение скорости протекания к окружной скорости, и, как дальше (§ 61) будет показано, к. п. д. будут постоянны. Из этих парабол особенно важное значение имеет парабола безударного входа (не показанная на чертеже), соединяющая точки нормальных величин подач Q, а также парабола OM, проходящая через верхние точки нормальных $H_{th\,x}$-Q_x характеристик.

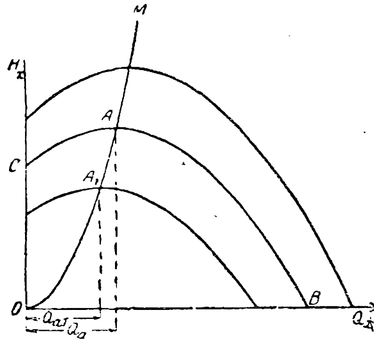
[1] См. также Wagenbach, Z. ges. Turbinenwes., 1913, стр. 262.

59. КОНГРУЕНТНОСТЬ (СОВМЕСТИМОСТЬ) ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ КРИВЫХ

Уравнение (23) есть уравнение нормальной характеристической кривой при постоянном числе оборотов n. Поскольку мы имеем дело с параболами, форма характеристики вполне определяется одним ее параметром. Для любой из рассматриваемых парабол параметр равен

$$p = \frac{1}{2k_3}. \tag{28}$$

Очевидно, что для одного и того же насоса этот параметр будет величиной постоянной, так как величина k_3 постоянна для одного и того же насоса. Из этого непосредственно вытекает весьма важный закон.



Фиг. 134. Различные положения напорной характеристики насосов получаются при параллельном перемещении, так что наивысшая точка A передвигается по параболе OM.

Характеристики одного и того же насоса при различных числах оборотов суть конгруентные кривые[1].

Проектируя ряд характеристик на параллельную им плоскость $(Q_x H_x)$, получим семейство совместимых (конгруентных) парабол (фиг. 134), расположенных так, что все их вершины лежат на параболе OM и их оси взаимно параллельны. Таким образом если дана характеристика CAB для одного какого-либо числа оборотов n, то ее чрезвычайно легко перестроить для другого числа оборотов n_1; для этого требуется только определить высшую точку A заданной кривой и провести через нее параболу OAM, осью которой является ось H_x. После этого можно получить характеристику для любого другого числа оборотов, сдвигая заданную кривую параллельно самой себе до совпадения ее вершины с точкой параболы A_1, абсцисса которой равна

$$Q_{a1} = Q_a \frac{n_1}{n} \tag{29}$$

и ордината которой соответственно равна

$$H_{a1} = H_a \left(\frac{n_1}{n}\right)^2. \tag{29'}$$

При помощи указанного метода можно чрезвычайно просто определить характер работы насоса во всей области его применения, имея характеристику его для одного какого-либо числа оборотов (§ 69, II).

[1] Этот закон имеет силу и при перемещении газообразных тел, когда вместо H_x подставляется работа на 1 *кг* газа.

60. ОБЩЕПРИМЕНИМОСТЬ ЗАКОНА КОНГРУЕНТНОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК

Может показаться, что закон конгруентности характеристик должен подтвердиться опытом только частично, так как при выводе его мы сделали целый ряд допущений. Известная неточность имела место при построении кривой $H_{th\,x}$: не учитывались потери через зазор, трение определялось по неточному квадратичному закону, относительный вихрь в канале при малых расходах вызывает ряд потерь, которые не могут быть учтены расчетом (фиг. 74). Кроме того, в насосах с безлопаточным направляющим аппаратом потеря на трение в последнем (фиг. 114 и 130) не следует показательному закону (так как с уменьшением расхода путь трения удлиняется), так что характеристика в этом случае вообще уже не является параболой.

Для проверки указанного обстоятельства нами были изучены опыты Герберта (§ 42), а также были сделаны новые опыты. Первыми испытаны были следующие насосы:

I) одноступенчатый насос с направляющим аппаратом с диаметром патрубков 175 *мм*;

II) такой же насос с суженным направляющим аппаратом;

III) такой же насос с безлопаточным направляющим аппаратом (направляющим кольцом);

IV) такой же насос с направляющим аппаратом и с тремя перекрытыми рабочими каналами.

Опыты производились при числе оборотов 1 200, 1 300, 1 375 и 1 500 в минуту. На фиг. 135 показаны опытные точки, сдвинутые после параллельного их переноса по вышеуказанному методу на характеристику для числа оборотов 1 375.

Начало координат для отдельных кривых лежит в точках, обозначенных теми же цифрами (римскими), что и сами кривые. Можно видеть, что совпадение вполне удовлетворительно даже в случаях III и IV, для которых приведенный математический вывод закона совместимости неприменим. Только при расходах значительно больших нормального наблюдается разброс опытных точек. Но с такими случаями, однако, обычно не приходится встречаться в нормальной эксплоатации, так как для них к. п. д. чрезвычайно низок. Ряд опытов, проведенных автором, привел к тому же результату [1].

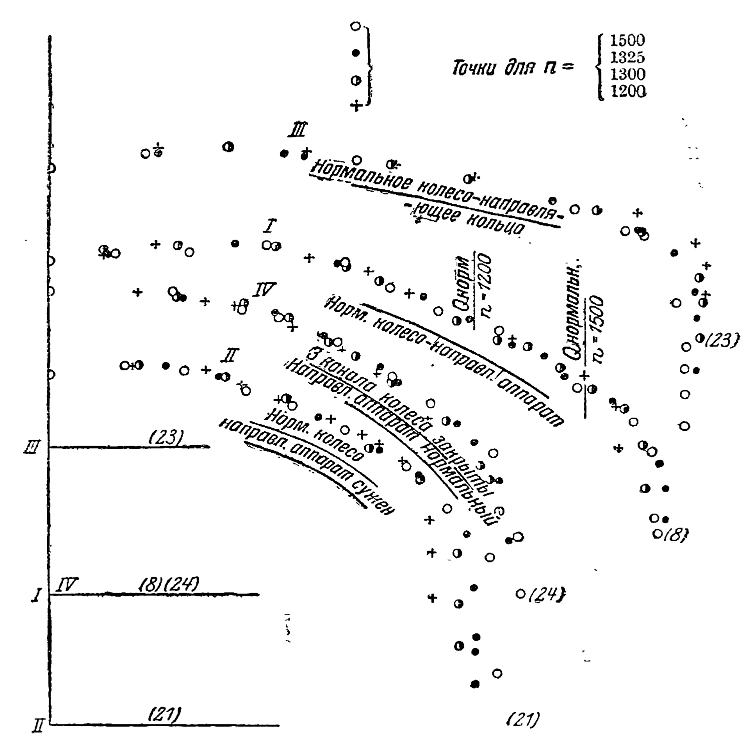
Отсюда можно сделать тот вывод, что закон совместимости характеристик, который, насколько мне известно, не был никем отмечен в литературе, соответствует с большой степенью точности данным опыта в области обычных режимов работы насосов; во всяком случае точность этого закона более чем достаточна для возможности его практического применения.

Из фиг. 135 видно, что при расходах, значительно превосходящих нормальный, кривая характеристики более не следует параболическому закону, а падает значительно быстрее. Причиной этого являются подробно рассматриваемые в дальнейшем (в § 76 и след.) явления парообразования (кавитация). В § 68 будет рассмотрен также и ряд других причин отклонения характеристики от параболической формы.

---

[1] См. 1-е немецкое издание этой книги, стр. 137 и след.

Очевидно, что в этих областях закон конгруентности кривых с меньшим приближением соответствует действительности, чем в области нормальных подач.



Фиг. 135. Подтверждение закона конгруентности по опытам Герберта.

61. ЗАКОН ПОДОБИЯ. КРИВЫЕ ПОСТОЯННОГО К. П. Д.

Одновременно с чрезвычайно тесной связью между характеристическими кривыми насоса, выражаемой законом конгруентности, между ними можно установить еще и другие зависимости.

Если мы будем менять число оборотов насоса и высоты развиваемых напоров таким образом, что треугольники скоростей (фиг. 127 и 128) будут оставаться подобными самим себе, то все скорости будут, очевидно, меняться пропорционально числу оборотов n. Так как это относится и к компонентам скоростей, теряемым на удар, c_1 и c_2, то в этом случае насос будет работать в аналогичных условиях также и в смысле удара. Кроме того, так как подача в указанных условиях пропорциональна скорости (т. е. и числу оборотов), то при некоторых постоянных для одного и того же насоса коэфициентах i_1, i_2, i_3 должны иметь место соотношения

$$Q_x = i_1 n, \tag{30}$$

и соответственно ему из уравнения характеристической поверхности [уравнение (23)]

$$H_x = (k_1 + 2k_2 \cdot i_1 - k_3 i_1^2) n^2 = i_2 n^2. \tag{31}$$

Соответственно для мощности, расходуемой насосом и пропорциональной произведению $Q_x H_x$, имеем

$$N_{nx} = i_3 n^3. \tag{31a}$$

Поэтому, если для какого-либо числа оборотов n_1 известны высота напора H_{x1}, величина подачи Q_{x1} и расход мощности, то для любого другого числа оборотов получим соответствующие значения при помощи уравнений

$$Q_x = Q_{x1} \cdot \frac{n}{n_1}, \tag{32}$$

$$H_x = H_{x1} \cdot \left(\frac{n}{n_1}\right)^2, \tag{33}$$

$$N_{nx} = N_{nx1}\left(\frac{n}{n_1}\right)^3. \tag{33a}$$

Приведенные три уравнения справедливы только в совокупности при обязательном условии выполнения первого из них. При помощи этих уравнений мы можем перестроить заданную характеристику насоса для других чисел оборотов. В большинстве случаев, правда, этому можно предпочесть значительно более удобный метод перестройки характеристик при помощи закона конгруентности.

Из уравнений (30) и (31) следует также

$$\frac{Q_x^2}{H_x} = \frac{i_1^2}{i_2} = \text{const}. \tag{34}$$

Иначе говоря, *подобным условиям удара* при входе соответствует параболическая зависимость высоты напора от величины подачи, причем вершина параболы лежит в начале координат. Очевидно, что эта парабола может быть получена из характеристической поверхности путем сечения ее плоскостью, проходящей через ось H_x (см. конец § 58).

Из всего этого исследования видно, что для любой из указанных парабол *коэфициент подачи* $\frac{Q_x}{Q}$ будет постоянным. На фиг. 136 показаны параболы, соответствующие одинаковым условиям входа воды на лопатку.

Закон, выраженный уравнениями (32), (33), (33a) и (34), называется обычно *законом подобия*. Этим законом можно воспользоваться для того, чтобы на отдельных характеристиках для разных чисел оборотов найти *соответствующие точки*. Иначе говоря, закон подобия применим в тех же пределах, в каких применим выведенный в предыдущем параграфе закон совместимости характеристик [1].

Вдоль одной и той же параболы, как мы уже говорили, величина подачи меняется пропорционально первой степени; высота напора — пропорционально второй степени, и следовательно, потребляемая мощность меняется пропорционально третьей степени числа оборотов. Поэтому при малом изменении числа оборотов Δn, когда мы можем

[1] См. работы, приведенные в сноске 1 к стр. 178.

пренебречь членами высшего порядка, величина подачи меняется пропорционально Δn, высота напора — пропорционально $2\Delta n$ и полезная развиваемая мощность — пропорционально $3\Delta n$.

Параболы, соответствующие одному и тому же коэфициенту подачи, т. е. одним и тем же условиям входа, являются в то же время также и линиями постоянного к. п. д. Это непосредственно следует из того, что согласно основному уравнению турбонасосов и из законов сопротивления при турбулентном протекании жидкостей удельная работа колеса, включая потерю на обмен импульсами, будет $H_{th\,x} + Z_a = i_4 n^2$, и далее из того, что потери через зазор $Q_{sp\,x} = i_6 \sqrt{H_x} = i_6 \times \sqrt{i_2} \cdot n$ и потери от трения колес о воду согласно уравнению (57а) (в *кгм/сек*) § 18 будут

$$75\,N_r = \text{const}\; u_2^3 \cdot D_2^2 = i_5 n^3, \tag{35}$$

таким образом из всего этого следует, что согласно уравнению (8) § 26 к. п. д. (не учитывающий трения в сальниках и в подшипниках, так называемый индикаторный, или внутренний, к. п. д.) равняется

$$\eta_i = \frac{75\,N_{nx}}{\gamma(Q_x + Q_{sp\,x})(H_{th\,x} + Z_a) + 75 N_r} = \frac{75\, i_3 n^3}{\gamma\,(i_1 n + i_6\sqrt{i_2} n)\, i_4 n^2 + i_5 n^3} = \frac{75\, i_3}{\gamma\,(i_1 + i_6\sqrt{i_2})\, i_4 + i_5} = \text{const}. \tag{36}$$

Отсюда следует, что вдоль каждой параболы, ось которой есть ось H_x и вершина которой лежит в начале координат, т. е. для постоянной величины коэфициента подачи $\frac{Q_x}{Q}$, внутренний к. п. д. насоса есть величина постоянная.

Особенно существенна для нас парабола безударного входа, которая может быть начерчена по одной заданной точке (Q, H) для какого-нибудь определенного числа оборотов.

Испытание действительных насосов не подтверждает полностью выведенного закона постоянства к. п. д. вдоль параболы постоянного коэфициента подачи. Кривые постоянного к. п. д. имеют обычно эллипсообразный вид, как изображено на фиг. 136. На этой фигуре наивысший к. п. д. обозначен через η, а величины остальных к. п. д. указаны в долях этого значения.

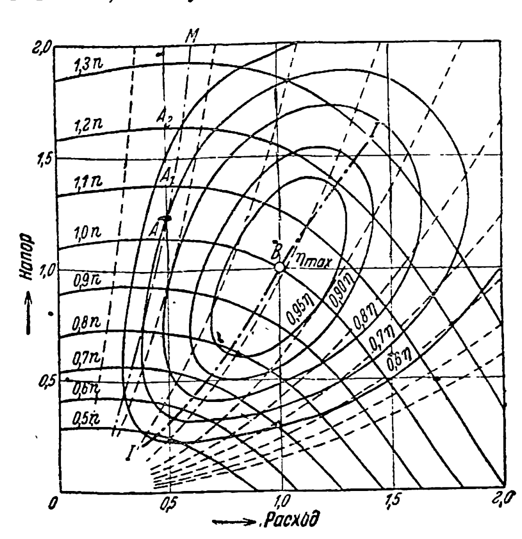
Несовпадение действительных кривых постоянного к. п. д. с теоретическими следует прежде всего отнести за счет того обстоятельства, что приведенные на диаграмме кривые дают полный к. п. д., включающий потери в подшипниках и сальниковых уплотнениях. Для того чтобы эти потери не повлияли на применимость выведенного выше закона, нужно, чтобы они менялись пропорционально кубам оборотов, как это имеет место для всех прочих рассмотренных потерь. В действительности, однако, потери на трение в подшипниках растут примерно пропорционально первой степени числа оборотов [1].

---

[1] Принимая линейную закономерность для потерь на трение в подшипниках и кубическую закономерность для прочих видов работы, можно эти два вида работы разделить для данного насоса тогда, когда из опыта определены величины потребления мощности для двух разных точек на кривой постоянного состояния удара при входе. См. Müller, Z. ges. Turbinenwesen, 1919, стр. 173; Z. VDI, 1921, стр. 993.

Имеются еще и другие обстоятельства, заставляющие действительное явление уклоняться от теоретического закона, так, например, неточное соответствие изменения потерь на трение квадратичной закономерности, особенно то, что при больших скоростях возникает явление кавитации, вызывающее значительное ухудшение к. п. д. Как было указано в § 10, коэфициент потерь на трение λ растет с уменьшением скорости, что должно вызвать некоторое ухудшение к. п. д. с уменьшением числа оборотов. То обстоятельство, что при увеличении расхода и напора к. п. д. не увеличивается непрерывно, следует объяснить явлением кавитации, связанной с тем, что при повышении числа оборотов имевшаяся высота всасывания оказывается большей, чем то допустимо.

Из кривых к. п. д., нанесенных на фиг. 136, можно видеть, что для каждого насоса имеется один наивыгоднейший режим B, при отклонении от которого в любую сторону начинается постепенное падение к. п. д. Из вытянутой формы кривых постоянного к. п. д. следует, что это падение к. п. д. будет минимальным вдоль параболы постоянного к. п. д.



Фиг. 136. Линии постоянных к. п. д., параболы равных ударов и напорные характеристики.

Если имеется подобного рода график для какого-либо типа насоса, то, задаваясь наинизшим допустимым к. п. д., можно определить область применения указанного типа, которая будет тем обширней, чем меньше этот допустимый к. п. д. Наивыгоднейший к. п. д. для любого числа оборотов лежит в точке пересечения характеристической кривой насоса, соответствующей нормальному числу оборотов, с пунктирной линией *I-I*, примерно соответствующей параболе безударного входа.

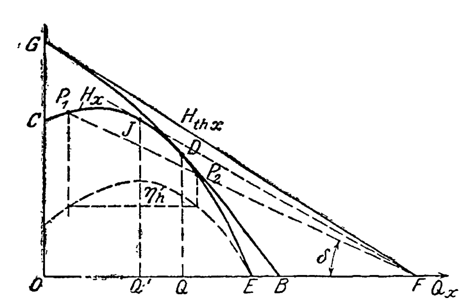
Если желательно построить характеристику насоса, не зависящую от принятой системы мер (метрической, футофунты и т. д.), то следует воспользоваться системой безразмерных координат, как то указано в § 83.

62. НАИВЫГОДНЕЙШИЙ РЕЖИМ НАСОСА

Изменение гидравлического к. п. д. $\eta_h = \frac{H_x}{H_{th\,x}}$ может быть легко определено, если даны прямая теоретического напора FG (фиг. 137) и характеристика насоса CDE, так как отношение ординат этих двух кривых будет равно η_h.

Для двух точек P_1 и P_2 характеристики насоса, лежащих на одной и той же прямой, проходящей через точку F, отношение указанных

ординат будет, очевидно, одинаково и будет тем больше, чем больше угол $\delta = \measuredangle P_1FO$. Очевидно, что наибольшего значения η_h достигнет в точке касания J прямой, проведенной из F, с характеристической кривой. Очевидно, что в насосах с направляющим аппаратом эта точка касания не может лежать в точке D безударного входа, а будет соответствовать меньшему расходу Q'. Объясняется это быстрым возрастанием потерь на трение с увеличением подачи, в то время как потери на удар меняются весьма незначительно вблизи области безударного входа. Так как потери через зазор, потери на трение колеса о воду и потери в подшипниках почти не зависят от величины подачи, то наивысшие значения полного к. п. д. η будут, очевидно, лежать при расходах больших, чем расход, соответствующий наивысшему η_h; может даже случиться, что расход, соответствующий наивысшему полному к. п. д., будет больше величины расхода, соответствующего безударному входу. Из всех этих рассуждений следует, что наивысший к. п. д. не обязательно должен иметь место при режиме безударного входа.



Фиг. 137. Определение гидравлического к. п. д. Расход Q' наибольшего гидравлического к. п. д. меньше, чем расход Q при безударном входе.

Если провести такие же рассуждения относительно характеристик насоса с направляющим кольцом (фиг. 130), то можно заметить, что точка касания J будет лежать дальше вправо и обычно за точкой D безударного входа. Это надо отнести за счет значительного уменьшения потерь в направляющем кольце при увеличении расхода. В насосе с направляющим кольцом расход, соответствующий наивыгоднейшему к. п. д., точно так же всегда больше, чем при насосе с направляющим аппаратом, даже если в обоих случаях будет применено одно и то же колесо (фиг. 139).

Отношение расхода, соответствующего наивыгоднейшему к. п. д., к расходу, соответствующему безударному входу (определенного по указанию § 31 а), зависит также от очертаний начального участка лопатки колеса, так как кроме угла входа β_1 имеет значение также входное сечение AC (фиг. 62). Колеса с постоянной шириной b и с растущим к периферии наклоном лопаток дают поэтому большую величину отношения, чем те, при которых ширина колеса b и угол наклона лопатки β уменьшаются к периферии. Например, входной участок лопатки, очерченный по эвольвенте, при всех прочих равных условиях дает при наивыгоднейшем к. п. д. меньшие расходы[1], чем очерченный по логарифмической спирали или чем лопатки с увеличивающимся к периферии углом β.

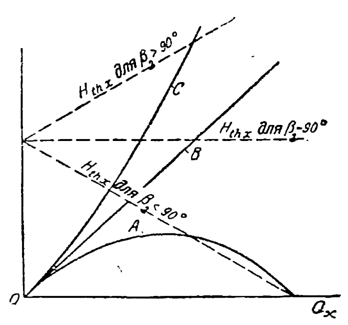
---

[1] См. также M. Yendo, Experimental Researches on Turbine Pumps. Rep. Yokohama, Technol, College, июнь 1930, № 1; далее см. диссертационную работу Schröder'a.

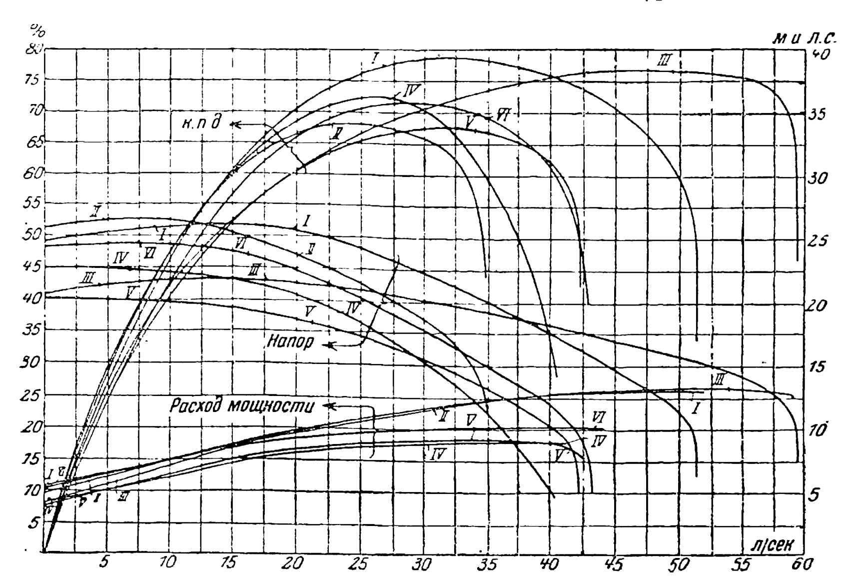
63. МОЩНОСТЬ НА ВАЛУ

Мощность на валу определяется как сумма секундной работы лопаток $Q_x \gamma H_{th\,x}$ (включающей в себя гидравлические потери и потери в зазоре), потерь на трение дисков о воду и в подшипниках, а также потерь из-за обмена импульсами на окружности выхода из колеса (см. § 56).

Характеру изменения величины $Q_x \gamma H_{th\,x}$ на диаграмме (Q_x-H_x) соответствует парабола, проходящая через начало координат (так как линия, изображающая $H_{th\,x}$, представляет собой прямую). При $\beta_2 = 90°$, т. е. для радиальных лопаток, для которых $H_{th\,x} = \text{const}$, линия $Q_x \gamma H_{th\,x}$ становится прямой B (фиг. 138). При лопатках, загнутых назад, эта линия располагается ниже прямой B и, достигнув максимума, снова нисходит до нуля. При лопатках, загнутых вперед, она лежит над прямой B и непрерывно повышается. Обе параболы касаются [1] прямой B в точке O.



Фиг. 138. Влияние угла лопатки β_2 на потребление мощности. Кривая A—мощность $Q_x \gamma H_{th\,x}$ для $\beta_2 < 90°$; кривая B — то же для угла $\beta_2 = 90°$; кривая C — то же для $\beta_2 > 90°$.



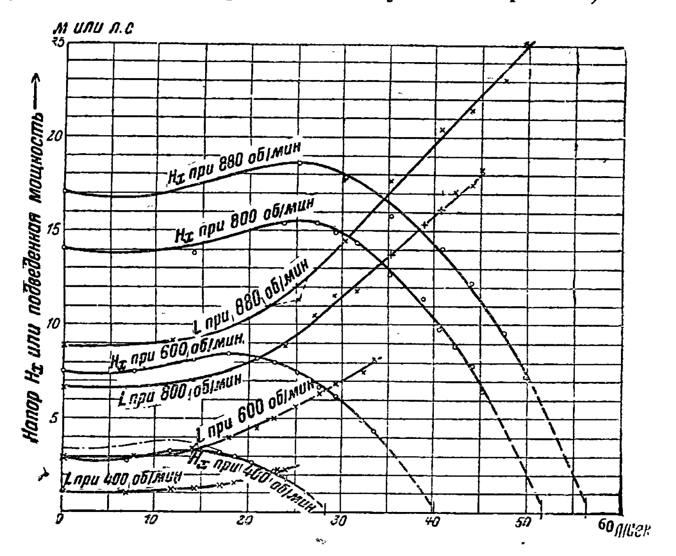
Фиг. 139. Напорные характеристики, кривые к. п. д. и мощности опытного насоса Герберта при числе оборотов 1 200 в минуту.

Кривая I — рабочее колесо и направляющий аппарат нормальный; кривая II — рабочее колесо нормально, ширина направляющего аппарата a сужена; кривая III — рабочее колесо нормально, направляющее кольцо; кривая IV—три канала рабочего колеса закрыты с обеих сторон (фиг. 152 а), направляющий аппарат нормален; кривая V — три канала рабочего колеса закрыты с обеих сторон, направляющее кольцо; кривая VI — три канала рабочего колеса закрыты лишь со стороны входа (фиг. 152b), направляющий аппарат нормален.

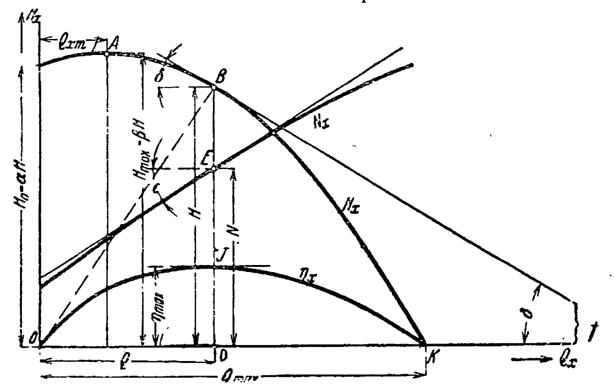
---

[1] На диаграмме линии $H_{th\,x}$ пересекаются в одной точке на оси ординат, что обязательно должно иметь место лишь для линий $H_{th\,\infty\,x}$.

Постоянное **увеличение работы при лопатках, загнутых вперед, приводит к опасности перегрузки мотора в случае значительного увеличения подачи.** Это является еще одним обстоятельством, говорящим против применения такого вида лопаток (см. § 26, конец § 37 и сноску 1 на стр. 224).



Фиг. 140. Напорные характеристики и кривые мощности насоса с лопатками, загнутыми вперед при различных числах оборотов.



Фиг. 141. Определение N_x и η_x при постоянном числе оборотов

На фиг. 139 приведены полученные Гербертом[1] кривые мощности, кривые напора и кривые к. п. д. для различных вариантов рабочего и направляющего колес. На фиг. 140 приведены кривые мощности (L) и напора H_x для насоса с загнутыми вперед лопатками при различных числах оборотов[2]. Из-за потерь на трение колеса и в подшипниках и

[1] См. сноску 1, стр. 178.

[2] Заимствовано у Biel, Die Wirkungsweise der Kreiselpumpen und Ventilatoren, Mitt. Forschg.-Arb., тетр. 42, фиг. 18.

особенно из-за потерь на обмен импульсами, а также потому, что потери через зазор уже не включены в расходы, откладываемые по оси абсцисс, кривые мощности выходят не из начала координат, а из точек, соответствующих мощности холостого хода (нулевой мощности), равной примерно $^1/_3$ мощности при нормальной нагрузке. Так как потери на трение почти не зависят от расхода, а потери в зазоре, по крайней мере, при лопатках, загнутых назад, изменяются в зависимости от расхода лишь незначительно, то понятно, что характер кривых, полученных при испытаниях, весьма сходен с характером кривых, приведенных на фиг. 138.

64. КРАТКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ[1] КРИВЫХ НАПОРА, МОЩНОСТИ И ПОСТОЯННОГО К. П. Д.

После того как насос спроектирован, обычно представляется необходимым определить данные о его работе (фиг. 136) при всех возможных рабочих режимах. Для этого сначала строят характеристическую кривую напоров, как то указано в § 57c или 57d. Если располагают данными опытов с насосами подобного типа, то весьма целесообразно сравнить полученную характеристику с опытами и внести в нее соответствующие коррективы. Если речь идет о насосе со спиральным кожухом, то подобное сравнение особенно ценно, так как чисто теоретическое построение напорной кривой для данного вида насосов в настоящее время невозможно.

Имея так или иначе полученную кривую напоров и исходя из следующих величин:

1) из отношения напора при холостом ходе к напору при нормальной нагрузке $\frac{H_0}{H} \equiv \alpha$, 2) из отношения максимального напора к напору при нормальной нагрузке $\frac{H_{max}}{H} \equiv \beta$, можно легко определить постоянные k_1, k_2 и k_3 уравнения (23):

$$H_x = k_1 n^2 + 2k_2 n Q_x - k_3 Q_x^2. \qquad (23)$$

Путем элементарных преобразований получим:

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \alpha \frac{H}{n^2}, \\ k_2 &= m\, \frac{(\beta - \alpha)H}{nQ}, \\ k_3 &= m^2\, (\beta - \alpha)\, \frac{H}{Q^2}, \end{aligned}\right| \qquad (37)$$

где

$$m = 1 + \sqrt{\frac{\beta - 1}{\beta - \alpha}}. \qquad (38)$$

Обычно величиной к. п. д. η_{max}, соответствующей расходу Q и напору H при нормальной нагрузке, можно задаться, и тогда на основании приведенных ниже рассуждений можно построить как кривую мощности, так и кривую к. п. д. Точка E нормальной мощности на валу N (фиг. 141) определяется уравнением

$$N = \frac{\gamma Q H}{75\, \eta_{max}}. \qquad (39)$$

Точно так же определяется касательная в точке E, т. е. ее угол наклона, так как (вследствие того что значение η вблизи точки E постоянно)

$$\operatorname{tg}\varepsilon \doteq \left.\frac{d\,\frac{\gamma Q_x H_x}{75\,\eta}}{dQ_x}\right|_{Q_x = Q} = \frac{\gamma}{75\,\eta_{max}}\left(H + Q\frac{dH_x}{dQ_x}\right) = \frac{\gamma}{75\eta_{max}}(H - Q\operatorname{tg}\delta). \qquad (40)$$

[1] См. Pfleiderer, Z. Turbinen u. Pumpen, март 1930, стр. 52 и след.

При этом δ представляет собой угол наклона касательной к кривой H_x в точке b. При определении $\operatorname{tg}\delta$ по чертежу надо принимать во внимание масштабы по осям абсцисс и ординат, т. е. именно полученное значение tg должно быть умножено перед подстановкой в уравнение (40) на отношение обоих масштабов. Так как это представляет известное неудобство, то из уравнения (23) предпочтительнее непосредственно получить

$$\operatorname{tg}\delta = -\frac{dH_x}{dQ_x}\bigg|_{Q_x = Q} = 2(k_3Q - k_2n), \tag{41}$$

т. е. использовать непосредственно для определения величины $\operatorname{tg}\delta$ значения k_2 и k_3, полученные из уравнений (37) и (38). Точно так же при перенесении полученного из уравнения (40) значения $\operatorname{tg}\delta$ на чертеж необходимо принимать во внимание масштабы Q_x и N_x. Если 1 *см* ординат равняется a лошадиных сил и 1 *см* абсцисс равняется b *м³/сек*, то надо взять величину $\left(\frac{b}{a}\right)\operatorname{tg}\varepsilon$.

После того как касательная к кривой мощности построена[1], эта последняя легко определяется, так как в рабочей области она весьма близка к прямой. Особенно легко провести построение, если будет дана еще одна точка, именно если для холостого хода известен процент от потребляемой мощности, который при радиальных лопатках равен 30—35% нормальной мощности. Во многих случаях касательная может быть принята за самую кривую мощности.

После определения кривой мощности можно построить кривую к. п. д. по уравнению

$$\eta_x = \frac{\gamma Q_x H_x}{75\ N_x}. \tag{42}$$

Однако это равенство применимо лишь только для числа оборотов n. Для меньших чисел оборотов при тех же условиях удара при входе (по фиг. 136) к. п. д. η_x будет уменьшаться, а для больших чисел оборотов — увеличиваться вплоть до достижения области кавитации. Но экспериментальных материалов, необходимых для установления этой зависимости, для центробежных насосов пока не имеется. Ввиду этого пока приходится пользоваться правилом пересчета на натуру результатов испытаний моделей для водяных турбин. По Муди[2] имеем

$$\eta = 1 - (1 - \eta_v)\left(\frac{D_v}{D}\right)^{\frac{1}{4}}\left(\frac{H_v}{H}\right)^{\frac{1}{10}}, \tag{43}$$

где индекс v относится к опытной модели. Так как в нашем случае $D_v = D$ и поскольку $\frac{H_v}{H} = \left(\frac{n_v}{n}\right)^2$, то для одного и того же насоса к. п. д. η_1 при любом новом числе оборотов n_1 будет равен

$$\eta_1 = 1 - (1 - \eta)\left(\frac{n}{n_1}\right)^{\frac{1}{5}}.$$

---

[1] Надо заметить, что согласно уравнению (40) $\varepsilon = 0$, т. е. расход мощности при дальнейшем увеличении подачи снова падает, если $H - Q\operatorname{tg}\delta = 0$ или $\operatorname{tg}\delta = \frac{H}{Q}$, откуда следует (фиг. 141): подкасательная $\overline{DF}$ = абсциссе $Q = \overline{OD}$, т. е. треугольник BOF является равнобедренным.

Расход мощности уменьшается или увеличивается в зависимости от того, что $\overline{DF} \gtreqless Q$. Если известна точка максимального к. п. д. B характеристики напоров, то можно судить о характере кривой мощности. Так как для лопаток, загнутых вперед, мощность растет при увеличении расхода, отсюда можно сделать вывод, что для таких колес точка максимума к. п. д. лежит вблизи наивысшей точки кривой напоров.

[2] Hütte, изд. 25 (немецкое), т. 2, стр. 601; см. также § 82.

Если это уравнение счесть пригодным для любой параболы равного состояния удара, а не только для безударного входа, то его можно переписать в следующем виде:

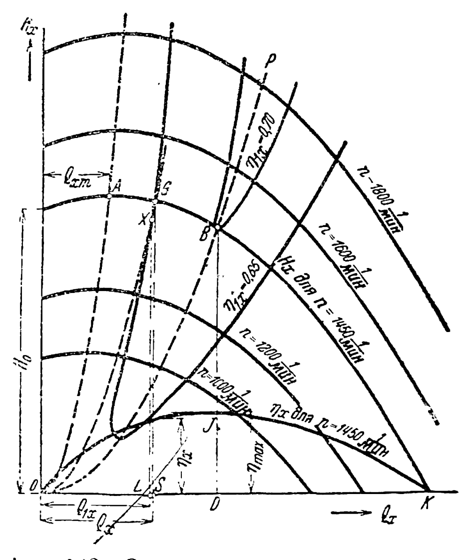
$$\eta_{1x} = 1 - (1 - \eta_{1x})\left(\frac{Q_x}{Q_{1x}}\right)^{\frac{1}{5}}, \tag{44}$$

где индекс x указывает нам на то, к какой из этих парабол напоров относятся данные.

Если для построения кривых разных к. п. д. принять определенное значение величины η_{1x}, то при помощи этого уравнения для каждого значения η_{1x} можно получить кривую η_x OJK (фиг. 141), т. е. для каждого значения Q_x можно получить отношение $\frac{Q_{1x}}{Q_x}$, а следовательно, и расход Q_{1x}, при котором на соответствующей параболе имеет место заданное значение η_{1x}. Уравнение (44) дает

$$Q_{1x} = Q_x\left(\frac{1 - \eta_x}{1 - \eta_{1x}}\right)^5. \tag{45}$$

Парабола, соответствующая одинаковому состоянию удара, проходит на той же ординате через точку G кривой напоров для $n = \text{const}$ (фиг. 142). Искомая точка X кривой $\eta_{1x} = \text{const}$ находится на параболе OG как ее пересечение с ординатой, соответствующей абсциссе Q_{1x}. Кривую можно получить, и не вычерчивая параболы, для чего подставляем $\overline{LX} = \overline{SG}\left(\frac{Q_{1x}}{Q_x}\right)^2$. Повторяя аналогичные построения для определенного числа значений η_x, можно построить кривую $\eta_{1x} = \text{const}$.



Фиг. 142. Определение линии постоянного η_x.

Благодаря наличию 5-й степени в уравнении (45) значение η_x должно определяться весьма точно, поэтому целесообразно эту величину подсчитывать по уравнению (42). Меняя значения η_{1x} с определенными интервалами, можно получить соответствующие им кривые равных к. п. д., которые в верхней части не замыкаются, так как в уравнении (43), положенном в основу рассуждения, влияние кавитации не учтено и не может быть учтено на основе современных знаний.

65. ДРУГИЕ СПОСОБЫ ПОСТРОЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ

а) Построение характеристических кривых напора по дугам окружностей. Построение диаграмм Q_x-H_x можно упростить, если использовать то, что характеристики эти являются параболами, а эти параболы превращаются в эллипсы с осью Q_x как главной осью, если по оси ординат откладывать величины $\sqrt{H}$ вместо H_x. При выборе соответствующего масштаба ординат, все эти эллипсы превращаются в окружности с центром на оси Q_x. Преимущество этого метода изображений заключается еще и в том, что параболы, соответствующие одинаковым условиям удара, превращаются в прямые линии, проходящие через начало координат O (фиг. 143), причем „соответственные" точки (A, A_1) делят их теперь прямо пропорционально числам оборо-

тов. Далее возникает лишь вопрос, каким образом построить эти окружности, т. е. как определить абсциссу Q_{xm} центра M и радиуса R, если известны Q, H, n, $\alpha=\frac{H_0}{H}$ и $\beta=\frac{H_{\max}}{H}$.

Q_{xm} определяется как абсцисса точки A (фиг. 143) из уравнения (23) при $\frac{dH_x}{dQ_x}=0$:

$$Q_{xm}=\frac{k_2}{k_3}n, \tag{46}$$

или по уравнению (37)

$$Q_{xm}=\frac{Q}{m}. \tag{46a}$$

Далее

$$R=Q_{\max}-Q_{xm}.$$

$Q_{\max}$ определяется уравнением (23) при $H_x=0$. Полученное значение вместе с уравнением (46) дает

$$R=\frac{n}{\sqrt{k_3}}\sqrt{\frac{k_2^2}{k_3}+k_1}=\frac{Q\sqrt{\beta}}{\sqrt{\beta-\alpha}+\sqrt{\beta-1}}. \tag{47}$$

Масштаб ординат выбирается таким образом, чтобы

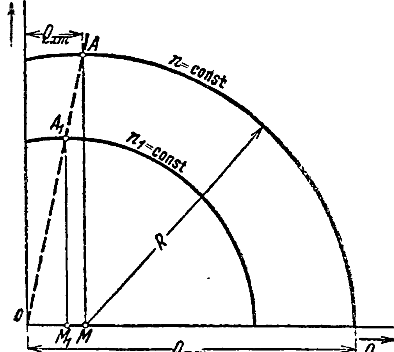
$$R=\sqrt{H_{\max}}=\sqrt{\beta H}.$$

Проверкой является то, что для абсциссы, равной нулю и равной Q, ординаты должны быть соответственно равны $\sqrt{H_0}=\sqrt{\alpha H}$ и $\sqrt{H}$. Так как из уравнения (23) имеем

$$H_{\max}=n^2\left(\frac{k_2^2}{k_3}+k_1\right) \text{ и } \sqrt{H_{\max}}=$$

$$=n\sqrt{\frac{k_2^2}{k_3}+k_1}=R\cdot\sqrt{k_3},$$

то при величине масштабов для абсцисс и ординат, равной единице, кривые будут эллипсами с отношением осей, равным $\sqrt{k_3}$.



Фиг. 143. Построение напорной характеристики в виде окружности.

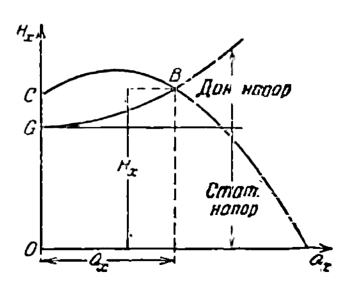
Кривые напоров (напорные характеристики) теперь, понятно, уже не конгруентны. Характеристической поверхностью является круговой конус с вершиной в начале координат. Для любого нового числа оборотов n_1 можно получить напорную характеристику (фиг. 143), определяя $OA_1=OA\frac{n_1}{n}$.

Полученное упрощение особо ярко обнаруживается при определении (по указаниям предыдущего раздела) линий равных к. п. д., так как параболы, соответствующие одинаковым условиям удара, становятся прямыми линиями. Кривые η_{lx} и N_x выгодно строить, как и прежде, в обычном масштабе.

b) **Построение характеристических кривых в логарифмических координатах.** Если вместо действительных величин нанести на диаграмму их логарифмы[1], то нулевые значения уходят в бесконечность. Это не является недостатком, так как эти значения не представляют интереса. Параболы, соответствующие одинаковым условиям удара, становятся при этом параллельными прямыми с наклоном 1 : 2, и не только характеристики напора, но и кривые мощности и к. п. д. можно считать конгруентными, если только пренебречь незначительными изменениями значения к. п. д. вдоль параболы, соответствующей одинаковым условиям удара при входе. При этом направление смещения напорных характеристик параллельно прямым линиям, соответствующим одинаковым условиям удара, тогда как кривые мощности [по уравнениям (32) и (33a)] сдвигаются в направлении прямой, имеющей наклон 1 : 3 к оси $\lg Q_x$, а кривые к. п. д. сдвигаются параллельно ей. Конгруентность идет здесь дальше, чем при обычном изображении характеристик, так как точки, соответствующие одинаковым условиям удара, при смещении сохраняют свое положение на кривых.

66. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОЧЕЙ ТОЧКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКЕ

Весь напор, развиваемый насосом, расходуется на преодоление сопротивлений водопроводящей сети, состоящих, как уже то указывалось в § 20, из двух частей, во-первых, из части статической, т. е. разности высот всасывания и нагнетания, и, во-вторых, из части динамической и суммы сопротивлений трубопровода, пропорциональных квадрату расхода. Поэтому сопротивление системы будет меняться в диаграмме $(Q_x H_x)$ по кривой GB параболического типа (фиг. 144). Кривая эта, так называемая характеристика водопроводной сети, может быть определена при помощи методов, приведенных в § 20. Очевидно, что насос будет работать при режиме, соответствующем точке пересечения B характеристик сети и характеристики насоса, соответствующей данному числу оборотов. Это позволяет определять действительный напор, развиваемый насосом. Всегда следует иметь в виду возможность такой работы насоса, когда указанная рабочая точка B не совпадает с точкой безударного входа. Такого совпадения можно, однако, добиться, если определить точку пересечения параболы безударного входа с характеристикой трубопровода и, приняв эту точку за рабочую, заставить насос работать при этом числе оборотов, которому указанная точка соответствует.

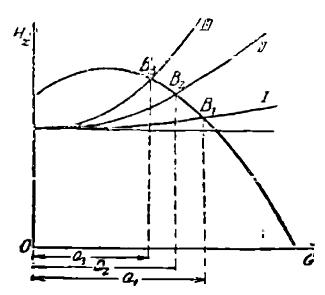


Фиг. 144. Определение рабочей точки.

Определение рабочей точки особенно существенно тогда, когда на одну и ту же сеть работает ряд насосов. Так как в характеристической кривой насоса абсциссы дают величины подачи одного насоса, то при нанесении на диаграмму, на которой нанесена характеристика одного

[1] Что может быть легко выполнено на бланке с логарифмической сеткой или помощью счетной линейки.

из нескольких совместно работающих насосов, характеристики водопровода всегда следует либо соответственно уменьшить ее абсциссы, либо увеличить ординаты, что будет, очевидно, учитывать то обстоятельство, что работает не один насос, а несколько. Если эти насосы совершенно одинаковы, то абсциссы характеристики водопроводной сети, поскольку ординаты остаются неизменными, уменьшаются пропорционально числу насосов.

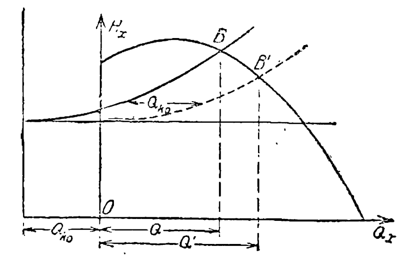


Фиг. 145. Уменьшение подачи насоса при увеличении числа находящихся в работе машин.

На фиг. 145 изображены полученные вышеуказанным путем характеристики водопроводной сети при работе одного, двух и трех насосов (отмечены соответственно *I*, *II* и *III*).

Таким образом с увеличением числа насосов величина подачи отдельного насоса сдвигается из рабочей точки B_1 в точку B_2 или B_3, так, например, величина подачи падает с Q_1 до Q_3 при параллельной работе трех насосов. Иначе говоря, при n насосах и при постоянном числе оборотов мы увеличиваем расход в количество раз, значительно меньшее n. Кроме того, безударный вход будет возможным лишь при одном эксплоатационном режиме. Очевидно, что, с одной стороны, рабочая точка сдвигается тем сильнее, чем более плоской будет характеристика насоса и, с другой стороны, чем большей будет динамическая часть в соответствующем сопротивлении сети [1].

Для параллельной работы одинаковых насосов следует предпочесть насосы с круто падающими характеристиками, так как при этом неизбежно имеющиеся незначительные различия в характеристиках не вызовут недопустимо неравномерного распределения нагрузок между насосами [2].



Фиг. 145 а. Совместная работа центробежного насоса и поршневого.

Таким образом при параллельной работе нескольких насосов в условиях колеблющейся нагрузки следует по мере возможности увеличивать диаметры трубопроводов и пользоваться насосами с круто падающими характеристиками.

Очевидно, что эти же соображения имеют место при параллельной работе турбонасосов с поршневыми насосами. Так как при этом величина подачи Q_{k0} поршневого насоса не будет зависеть от величины противодавления, то для получения рабочей точки B приходится характеристику сети сдвигать (фиг. 145а) на величину Q_{k0} в сторону отри-

[1] Указанные соображения годятся только тогда, когда общими являются и всасывающие трубопроводы. Если каждый насос имеет свой всасывающий трубопровод, то сопротивление при i насосах растет не в i^2 раз, а в $H_{sw} + i^2 H_{dw}$, где H_{sw} и H_{dw} — сопротивления всасывающего и напорного трубопроводов при работе одним насосом. Эта область имеет значение при насосах с относительно длинным всасывающим трубопроводом и обусловливает менее значительное уменьшение подачи.

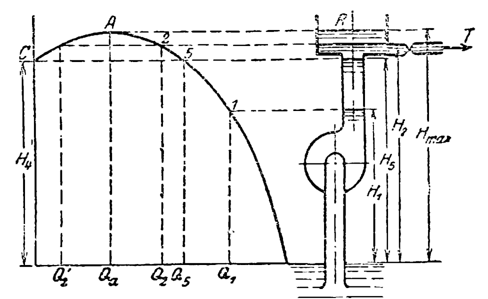
[2] См. Müller, Dinglers polytechn. J., т. 346, тетр. 2.

цательных Q_x. При остановке поршневого насоса и в этом случае будет иметь место значительное повышение величины подачи турбонасоса[1] от Q до Q'.

При внезапном выключении мотора (перерыв в подаче тока) насос под влиянием давления в сети может начать работать как турбина и завертеться в обратную сторону, причем обороты его могут достигнуть величин, лежащих выше нормальных и даже опасных для мотора[2].

67. ОБЛАСТЬ НЕУСТОЙЧИВОЙ РАБОТЫ НАСОСОВ

Так как характеристика насоса имеет максимум, то очевидно, что в известных границах каждой высоте напора H_2 соответствуют две точки возможной величины подачи Q_2 и Q'_2 (фиг. 146).



Фиг. 146. Неустойчивая работа насоса между точками A и C характеристики при постоянном напоре.

Участок кривой AC между точкой максимума A и осью ординат соответствует при известных условиях неустойчивому режиму работы насосов, в то время как для рабочих точек, лежащих с правой стороны от точки A, все режимы устойчивы. Проще всего это может быть показано на примере насоса, работающего против чисто статического противодавления, т. е. с коротким трубопроводом большого диаметра, как показано на фиг. 146[3]. На ней слева изображена характеристика насоса, представленного в правой части фигуры. Этот насос должен подавать воду в резервуар R, откуда вода поступает к потребителю T. Характеристическая кривая начерчена в одном и том же масштабе (по оси ординат), что и правая часть чертежа (схема насоса), причем ось абсцисс Q проведена через уровень воды в всасывающем бассейне. Это дает нам то, что для каждой высоты воды в резервуаре соответствующая ей на диаграмме рабочая точка может быть получена путем проведения через поверхность воды прямой, параллельной оси абсцисс, до пересечения с характеристикой насоса.

Пусть в начале подачи насос был залит до высоты H_1. При этом он начнет работать в точке *1*, постепенно заполняя трубопровод и резервуар до высоты H_2, начиная с которой, вода может начать поступать к потребителю. В течение этого времени рабочая точка сместилась из точки *1* в точку *2*, а подача уменьшилась от Q_1 до Q_2. Если эта последняя подача в точности равна потреблению, то у нас установится устойчивый режим работы. Если же эта подача больше потребления,

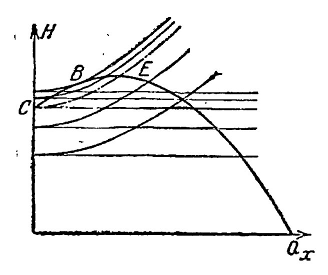
---

[1] Другие случаи включения насосов разобрал E. Tettamenti в Mitt. d. berg- u. hüttenmänn. Abt. an der kgl. ung. Hochschule für Berg- u. Forstwesen zu Sopron, Bd. 1930, или в немецком оттиске Betriebsverhaltnisse der auf Rohrleitung geschalteten Kreiselpumpen in Bergwerkswasserhaltungen.

[2] Engel, Die Rücklaufdrehzahlen der Kreiselpumpen. Диссертация, Braunschweig 1931.

[3] См. Brown Boveri Mitt., апрель 1919 до июня 1920.

т. е. насос подает больше воды, чем расходуется, то уровень воды в резервуаре повышается и рабочая точка продолжает смещаться до наивысшей точки кривой A. При этом все время происходит уменьшение подачи, т. е. подача насоса, так сказать, приближается к потреблению. Если же потребление воды меньше Q_a, то высота уровня воды в сборнике R должна была бы продолжать расти, что, однако, более невозможно, так как точка A соответствует наивысшему напору, который может развивать насос при данном числе оборотов. При этом наступает нарушение равновесия системы, насос, так сказать, начинает „буксовать" (пумпаж), и подача вообще прекращается. При этом высота напора падает до H_1, так что насос не может удержать находящийся над ним столб воды, и последняя начинает течь через насос в обратном направлении. Таким образом та часть воды, которая не может вытечь через T к потребителю, уйдет обратно через насос к нижнему уровню, и только когда уровень воды в напорной линии упадет до высоты H_1, насос снова начнет подавать воду. В первый момент этому новому режиму будет соответствовать та же точка C характеристики насоса, однако немедленно после начала подачи режим скачкообразно перейдет к рабочей точке 5. После этого снова начинается повышение уровня воды в трубопроводе и резервуаре. Если и последующий расход воды через T будет меньше чем Q_a, весь описанный процесс должен будет через некоторое время повториться сначала.

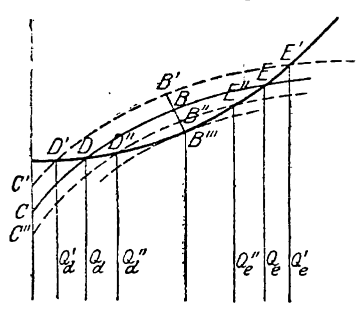


Фиг. 147. Укорочение неустойчивого участка CB характеристики насоса при криволинейной характеристике трубопровода.

При характеристике сети, параллельной оси Q_x (т. е. при постоянной высоте подачи H), насос не сможет, следовательно, работать в области AC, так как работа в ней будет иметь неустойчивый характер. Когда характеристика сети имеет вид параболы, что обычно имеет место в связи с наличием гидравлических сопротивлений, условия работы насоса более благоприятны. Как показано на фиг. 147, в этом случае две точки пересечения характеристики насоса с характеристикой сети, соответствующие двум различным расходам, могут существовать только на сравнительно коротком участке кривой CE. Повторяя предыдущее рассуждение для этого случая и вводя в него дополнительно высоты напора, теряемые на трение в трубопроводе, мы должны теперь поверх каждой соответствующей горизонтальной прямой, проходящей через поверхность воды в резервуаре и пересекающей ось ординат, наложить параболу динамической части напора (трения) так, чтобы она выходила из точки пересечения горизонтали с осью H_x. Очевидно, что с повышением уровня воды рабочая точка будет сдвигаться по характеристике насоса до тех пор, пока характеристика трубопровода не коснется характеристики насоса, что произойдет в точке B. Если при этом величина подачи все же будет оказываться слишком высокой, мы снова будем иметь дело с перебоями в работе насоса и с обратным течением (пумпаж). Последнее, однако, проявляется слабее, чем в разобранном ранее случае, так как при изменении направления течения потеря напора на трение меняет знак и для получения возвратного движения имеется в запасе меньший

избыток давления. В основном же процесс остается прежним. Именно по опорожнении режим насоса определится точкой C, далее он снова скачком перейдет в точку E, дойдет затем до точки B (пумпаж), и опять все повторится. Приведенные выше рассуждения все же показывают, что неустойчивые явления ослабляются наличием сопротивления. *Отсюда следует, что дросселирование на напорной стороне уменьшает пумпаж или совсем его уничтожает.*

То, что на ветви кривой CB невозможна устойчивая работа, также показывает и следующее рассуждение: если подача насоса регулируется числом оборотов, то при увеличении последнего напорная характеристика поднимается от CB до $C'B'$ (фиг. 147а), а при уменьшении числа оборотов — опускается до $C''B''$. Регулировка может происходить только таким образом, что уменьшение подачи происходит за счет уменьшения числа оборотов. Если же насос работает на ветви CB, например, в точке D, то при увеличении числа оборотов подача уменьшается от Q_d до Q_d' и при дальнейшем увеличении числа оборотов становится даже равной нулю. Обратно, при уменьшении числа оборотов имеет место увеличение подачи до Q_d''. При дальнейшем уменьшении (числа оборотов) характеристики касаются друг друга, и далее насос выпадает из работы, переходя на режим пумпажа[1].



Фиг. 147а. Диаграмма регулирования в неустойчивой области путем изменения числа оборотов.

Если мы опять вернемся к случаю постоянного числа оборотов, то здесь явление неустойчивости не будет иметь места тогда, когда *давление холостого хода насоса больше, чем статический напор* [уравнение (63а) § 20]. Это должно всегда иметь место также и для того, чтобы насос при пуске мог начать подачу. Такие соотношения особенно существенны при испытании насосов на станде, так как в этом случае обычно весь напор получается за счет регулирования задвижкой, т. е. статическая часть его равна нулю или очень мала. При этом необходимо, чтобы трубопроводы были жесткими и не имели эластичных частей в виде воздушных колпаков и т. п. Если же дроссель находится не непосредственно у насоса и присоединенный к насосу трубопровод имеет определенную эластичность, то при колебаниях давления эти эластичные части будут служить аккумулятором энергии, подобным резервуару R (фиг. 146). Если потребный напор очень велик, то эти колебания, продолжительность которых будет определяться емкостью эластичной части и типом насоса, могут стать настолько сильными, что нормальная работа насоса станет невозможной. Подобное положение имеет место обычно всегда при питании котлов, так как в этом случае питательный водопровод обычно имеет большое число колен или других деформирующихся элементов (работающих на

---

[1] По данным Maschinenbau A. G. Balcke, Frankenthal в случае привода от паровой турбины на регулятор устанавливается особый ограничитель с тем, чтобы достижение весьма малых подач осуществлялось не за счет дальнейшего уменьшения расхода пара (т. е. не за счет снижения числа оборотов), а за счет дросселирования.

компенсировании тепловых деформаций или являющихся водоподогревателем). Таким образом центробежные насосы для питания котлов должны обладать характеристиками, не имеющими неустойчивых областей, в то время как для насосов с жесткими трубопроводами без воздушных колпаков, как то обычно и делается для перекачки воды обыкновенной температуры, устойчивая характеристика не представляет никаких преимуществ, поскольку напор холостого хода насоса всегда больше $H_{стат}$. Для параллельной же работы нескольких одинаковых и одинаково нагруженных насосов имеет большое значение чувствительность к сравнительно незначительным отклонениям характеристики от устойчивой формы[1].

Неустойчивость в работе насоса можно устранить во всех случаях, если из напорного трубопровода (по достижении определенного минимального расхода) выпускать во всасывающий (через специальный вентиль) столько воды[2], сколько надо, чтобы не перейти наивысшей точки характеристики. Этот перепуск части воды обычно выполняют таким образом, чтобы обратный клапан во всасывающем или напорном трубопроводе при достижении положения, соответствующего наименьшему допускаемому расходу, передвигал золотник, управляющий действием вышеупомянутого специального вентиля. Протекающая через этот вентиль вода используется для охлаждения насоса в тех случаях, когда в течение длительного периода времени из напорного трубопровода не происходит никакого отбора воды.

68. РАЗЛИЧНЫЕ ФОРМЫ ХАРАКТЕРИСТИК НАПОРА

Характеристики имеют параболическую форму только при радиальных насосах с лопатками одинарной кривизны и числом их, мало отличающимся от даваемого уравнением (28 b) § 31. При слишком малом числе лопаток, т. е. при плохом направлении воды в каналах, характеристическая кривая падает, начиная от самой оси H_x, как указано на фиг. 148[3], тогда как при слишком большом числе лопаток характеристика круто снижается по достижении определенного расхода. Последнее обстоятельство можно объяснить сильным влиянием сжатия потока при входе в колесо из-за конечной толщины лопаток, а возможно также и слишком быстрым расширением канала между лопатками. Одновременно с ненормальным очертанием характеристики имеет место также неустойчивость последней. В определенном диапазоне могут иметь место два значения H_x в зависимости от того, с какой стороны подходить к данной точке. Этот скачкообразный характер кривой объясняется неустойчивым характером недостаточно хорошо направленного потока при слишком малом числе лопаток или при слишком быстро расширяющихся каналах[4]. О влиянии высоты всасывания будет указано в § 77. То, что эти ненормальные соотношения приводят к плохому к. п. д. и к сильному шуму, можно видеть из фиг. 148.

---

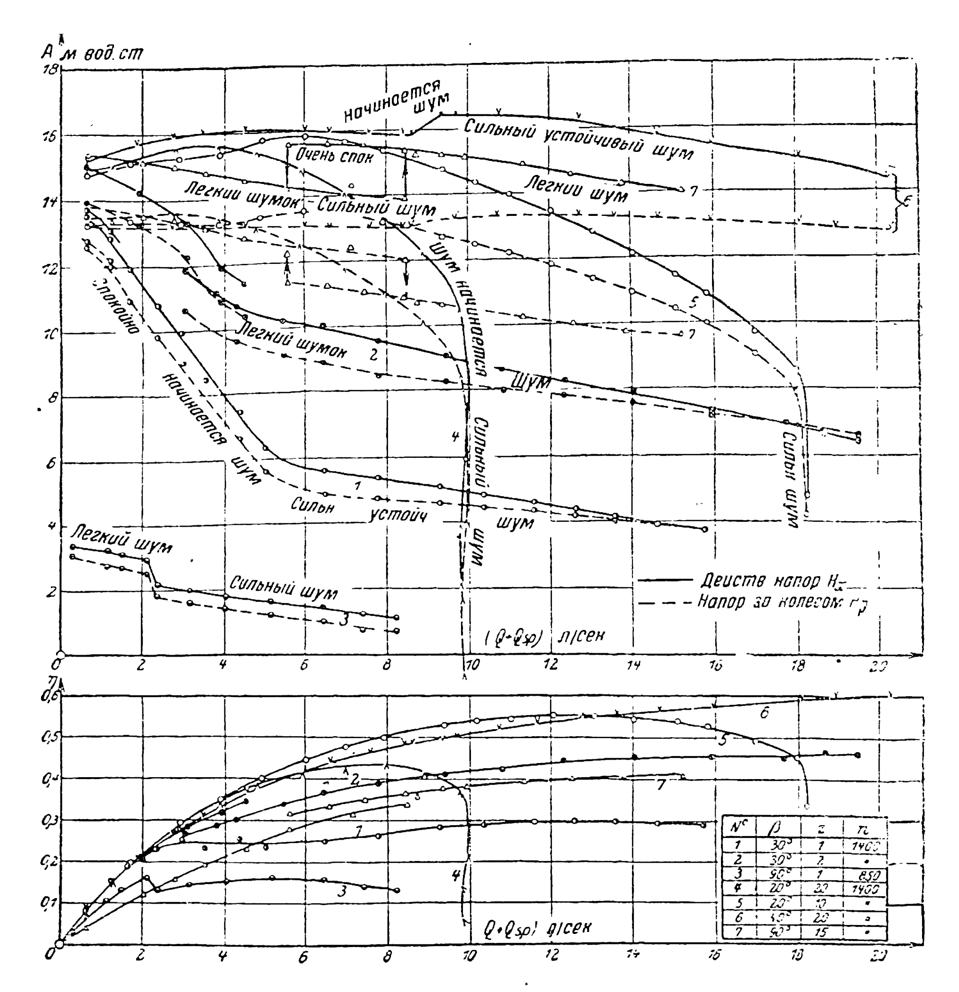
[1] Müller, Dinglers polytechn. J., т. 346, тетр. 2.

[2] Этот метод особо употребителен при питании котлов, а также при турбокомпрессорах.

[3] Заимствована у Schulz, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307, Tafel V.

[4] См. Reichel Z. ges. Turbinenwes., 1908, стр. 124. Подобные кривые приведены в статьях Rateau, там же, 1911, стр. 139; Barbezat, там же, 1912, стр. 257.

Даже при хорошо спроектированном насосе в зависимости от формы лопаток меняется и форма напорной кривой. Для конструктора важно подобрать конструкцию так, чтобы удовлетворить тем или иным требованиям практики. При изменяющейся высоте подачи и постоян-



N°	β	z	n
1	30°	1	1400
2	30°	2	"
3	90°	1	850
4	20°	20	1400
5	20°	10	"
6	40°	20	"
7	50°	15	"

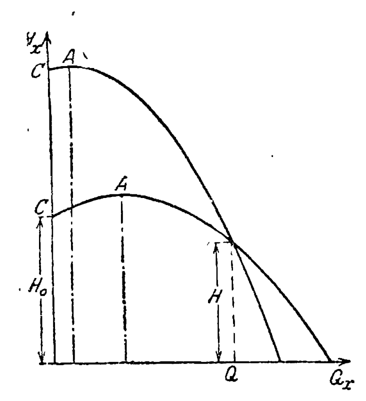
Фиг. 148. Напорные характеристики, кривые давления непосредственно за колесом (пунктир) и кривые к. п. д. (внизу) при ненормальном числе лопаток, указанном на таблице внизу направо.

ном расходе желательна крутая характеристика. При изменяющемся расходе и постоянном напоре желательна более пологая характеристика. Кроме того, как то было указано в предыдущих разделах, в некоторых случаях желательна устойчивая во всех точках характеристика. В дальнейшем мы приведем условия, приводящие к определенным формам характеристик.

Пологие кривые получаются согласно § 57 d при применении безлопаточного направляющего кольца. Подобным же образом влияет и увеличение расстояния между направляющим аппаратом и колесом.

Дальнейшее можно выяснить из выражения для начального давления H_0 (т. е. при $Q_x = 0$ или, иначе, для точки пересечения характеристики с осью H_x). Из уравнения (23) получаем, что при $Q_x = 0$

$$H_0 = k_1 n^2 = \frac{u_2^2}{g}\left\{\frac{1}{1+p} - \frac{\varphi}{2}\left[\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 + \left(\frac{D_2}{D_4}\right)^2 \left(\frac{1}{1+p}\right)^2\right]\right\}. \quad (48)$$



Фиг. 149. Влияние окружной скорости на форму напорной характеристики. Крутая кривая соответствует соотношениям $\frac{u_2}{\sqrt{2gH}} = 1{,}3$, пологая кривая — отношению $\frac{u_2}{\sqrt{2gH}} = 0{,}9$. Укорочение неустойчивой области CA.

Таким образом при одинаковом соотношении диаметров начальное давление растет пропорционально квадрату u_2 независимо от выбранных углов лопаток. Таким путем имеется возможность получить начальное давление любой величины. При этом при переходе к рабочей точке кривая (фиг. 149) будет тем более круто падать, чем большим будет H_0 по отношению к H или $\frac{u_2^2}{2g}$ по отношению к H. Так как при этом также имеет место приближение точки максимума давления к оси ординат, то одновременно этим достигается и уменьшение неустойчивого участка кривой.

Если использовать понятие о коэфициенте полноты v, упомянутое в сноске к концу § 56 [уравнение (I)], то можно написать

$$\frac{u_2^2}{2gH} = \frac{1+p}{\eta_h} \frac{u_2^2}{2gH_{th\infty}} = \frac{1+p}{2\eta_h} \frac{1}{1-v}. \quad (49)$$

Таким образом круто падающие или устойчивые характеристики дают большую величину коэфициента полноты v и больший коэфициент уменьшения мощности p.

По уравнению (48) если мы увеличим отношение $\frac{D_2}{D_4}$, то давление холостого хода будет увеличиваться и одновременно укорачиваться неустойчивый участок характеристики. Это понятно, если принять во внимание, что при этом уменьшается удар при входе в направляющий аппарат. Подобным же образом действуют поворотные направляющие лопатки. При этом необходимо, чтобы установка на безударный вход при любом расходе происходила автоматически, что, принимая во внимание повышение стоимости и эксплоатационных неудобств, не имеет смысла осуществлять [1]. Уменьшение удара при входе в направляющий аппарат при неполной нагрузке может быть достигнуто за счет малых углов лопаток направляющего аппарата или узких входных отверстий в него. Все это влияет отрицательно на к. п. д. при нормальной нагрузке.

---

[1] В турбокомпрессорах это устройство применяется Brown Boveri и Co (Eck-Kearton, Turbogeblase und Turbokompressoren, Berlin 1929, стр. 231, имеется русский перевод).

Для использования имеющихся возможностей в целях удлинения устойчивой ветви характеристики надо принять во внимание некоторые опытные данные, а именно: изгиб характеристик у оси H_x при очень широких колесах[1] и при колесах с кромками лопаток[2] (как простых, так и двоякоизогнутых), находящимися непосредственно у входа в колесо, и наконец, полную устойчивость характеристики быстроходных насосов, описанных в § 84—96 и § 112. В общем для получения более длинной ветви устойчивой части характеристики имеются следующие возможности:

1. Больший коэфициент полноты v насоса или согласно уравнению (II) § 57 маленькие значения $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ и $\frac{b_2}{b_1}$, т. е. сильно загнутые назад лопатки с суживающимся к периферии колесом.

2. Малое число лопаток z (фиг. 148).

3. Направляющее кольцо или промежуточное пространство между колесом и направляющим аппаратом.

4. Большое отношение $\frac{D_s}{D_2}$ в совокупности с большим $\frac{b_1}{D_1}$ (соответственно форме колеса по фиг. 154 а).

5. Удлинение лопаток (§ 33 и 84) в сторону всасывающего отверстия.

6. Уменьшение потерь при неполной нагрузке при помощи:

a) сужения и отклонения назад направляющих каналов;

b) закрытия некоторых каналов (фиг. 139 и 152 a и b).

7. При многоступенчатых насосах — включение за насосом или перед ним одной или нескольких ступеней с колесами высокой быстроходности.

Дать какие-либо указания, пригодные для всех случаев, благодаря неясности процесса не представляется возможным. Предусмотрительный конструктор всегда будет применять некоторые из указанных способов. При этом надо отдавать предпочтение тем мерам, которые не ведут к ухудшению к. п. д. на расчетном режиме.

69. РЕГУЛИРОВАНИЕ[3]

Методы приспособления подачи насоса к меняющейся потребности зависят в первую очередь от того, имеется ли возможность изменения числа оборотов или такой возможности не имеется.

I. Регулирование при постоянном числе оборотов

а) **Дросселирование в напорном трубопроводе.** Наиболее простым, но наименее совершенным способом регулирования подачи является перестановка задвижки в нагнетательном трубопроводе тогда, когда требуется уменьшить даваемый насосом расход. Связанные с этим потери энергии вызывают определенное ухудшение к. п. д. Так,

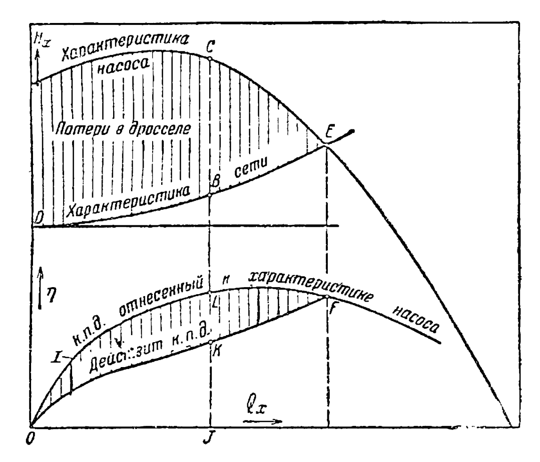
---

[1] См. в особенности Wiesmann, Die Ventilatoren, изд. 2, Berlin 1930, стр. 144 и 191 (имеется русский перевод).

[2] См. также диссертацию Крумнова.

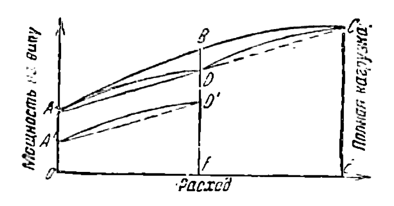
[3] Pfleiderer, Der gegenwärtige Stand des Kreiselpumpenbaus, Z. VDI, т. 13 (1929), стр. 129.

для некоторой точки B (фиг. 150), лежащей на характеристике водопроводной сети, необходимо уничтожить дросселем избыток давления BC, вследствие чего к. п. д. JL уменьшается в отношении $JB : JC$ до JK. Кривая к. п. д. FKO при этом проходит значительно ниже, чем кривая к. п. д. для недросселированной работы. Поэтому этот способ регулирования подачи применим только тогда, когда невозможно изменение числа оборотов. Его применение наиболее эффективно при пологих характеристиках напора.



Фиг. 150. Регулировка дросселированием.

При параллельной работе нескольких насосов на одну и ту же сеть целесообразно регулировать их подачу один за другим, если кривая мощности (как при лопатках, загнутых назад) изгибается вниз. Фиг. 150а показывает процесс для двух насосов. При одновременном регулировании подач обоих насосов потребление мощности изображается кривой CBA, при регулировании же подачи одного насоса — CD, причем $DF = \frac{1}{2}(OA + EC)$. Таким образом экономия мощности при половинной нагрузке (подаче) выражается отрезком BD, а в случае полной остановки одного из насосов она будет выражаться отрезком BD', причем $DD' = AA' = \frac{1}{2} OA$.



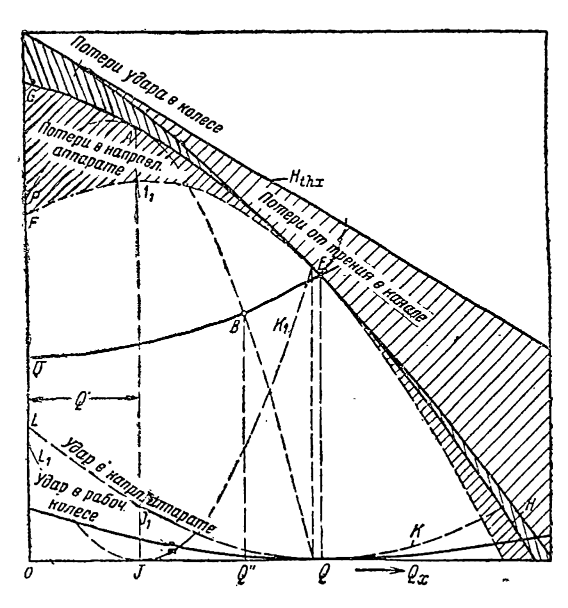
Фиг. 150а. Регулировка дросселированием группы из двух насосов: ABC — равномерное распределение нагрузки на два насоса; ADC — регулирование насосов по очереди; $A'D'DC$ — регулирование насосов по очереди при остановке одного насоса при половинной нагрузке.

b) Дросселирование во всасывающем трубопроводе. В этом случае вредное влияние дросселирования будет, очевидно, таким же, как и при дросселировании в напорном трубопроводе. Кроме того, в этом случае величина разрежения перед рабочим колесом увеличивается на величину разрежения, создаваемого дросселем (задвижкой), причем для одной и той же области регулирование падения напора должно быть тем большим, чем выше полный напор, развиваемый насосом. Поэтому при насосах среднего и высокого давления разрежение, вызываемое дросселированием, достигает такой величины, что начинается выделение паров и кавитация (§ 76). Этим будет вызываться дополнительное ухудшение к. п. д., сопровождаемое сильным износом материала [1].

[1] В случае подачи турбомашиной газов соотношения становятся иными, так как появляющееся разрежение не вызывает указанных недостатков, и даже обратно, уменьшающийся при этом удельный вес вызывает уменьшение потерь на трение и потерь на удар при входе.

Так как все остальные потери будут такими же, как и при дросселировании в напорном трубопроводе, то дросселирование во всасывающем трубопроводе больше не применяется.

c) Поворотные направляющие лопатки. Существует мнение, что удар при входе в направляющий аппарат при неполной нагрузке можно уничтожить, если применить поворотные лопатки по образцу лопаток Финка[1]. В действительности это не так. Если работа лопаток будет той же, что и при неподвижных направляющих лопатках, т. е. кривая $H_{th\,x}$ останется той же самой (фиг. 151), то напорная кривая повысится на величину выигранных в направляющем аппарате потерь на удар (линия L) до кривой $GAEH$, но выигрыш в напоре не сможет быть использован, так как решающее значение имеет кривая ED — характеристика сети. Выигрыш напора должен быть уничтожен более усиленным дросселированием, которое может быть достигнуто как задвижкой, так и поворотными лопатками. В последнем случае лопатки уже не могут быть поставлены в положение безударного входа и тогда они играют ту же роль, что и дросселирующая заслонка в случае „a“ [2].



Фиг. 151. Регулирование поворотом направляющих лопаток при постоянном числе оборотов. Теоретический напор принят не зависящим от угла направляющих лопаток.

Только в том случае, если поворот направляющих лопаток связан с изменением числа оборотов, имеется возможность поставить лопатки на безударный вход при любом расходе. Это является самым выгод-

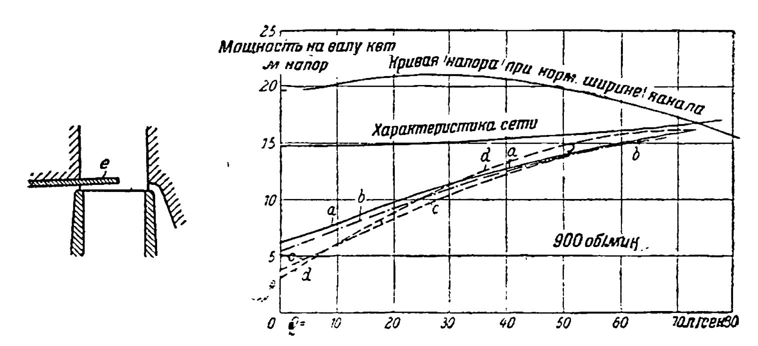
[1] Z. VDI, 1924, № 45, 46, 52; 1925, стр. 1260, 452. Один из первых насосов с направляющими лопатками, спроектированный Осб. Рейнольдсом в 1875 г., имел эти лопатки поворотными. В дальнейшем, однако, практика отказалась от их подвижности (Z. ges. Turbinenwes., 1912, стр. 391). В турбокомпрессорах в последнее время встречаются поворотные лопатки со стороны входа (Brown Boveri Mitt., 1920, стр. 66, 1922, стр. 123). Целью их применения является, главным образом, устранение пумпажа, так как наивысшая точка напорной кривой передвигается при этом ближе к оси ординат и тем самым укорачивается неустойчивая ветвь характеристики (стр. 234).

[2] Если сохранять определенное положение направляющих лопаток, соответствующее безударному входу в направляющий аппарат при расходе $Q' = \overline{OJ}$ и потере на удар в направляющем аппарате при параболе L_1JK_1 [уравнение (18) § 57], то по вычитании этих потерь получаются напорные характеристики PAB. Рабочей точкой снова является точка ее пересечения B с характеристикой трубопровода DE. Отсюда видно, что расход Q'' значительно больше, чем тот, который соответствует безударному входу в направляющий аппарат. Кривая напоров для последнего случая GEH является огибающей всех напорных кривых PAB.

ным, так как при этом соединяются преимущества безударного входа с преимуществами регулирования изменением числа оборотов.

В действительности выигрыш от наличия поворотных лопаток наблюдается и при отсутствии регулирования числа оборотов. Он имеет место, однако, в связи с описанным в § 56 (в связи с фиг. 125 a) уменьшением отдачи мощности рабочим колесом, и в особенности в связи с уменьшением потерь на обмен импульсами.

Практическое применение регулирования поворотными лопатками упирается в большую их эксплоатационную стоимость. В то время как в турбине Френсиса вода входит на лопатки с малой скоростью и



Фиг. 152. Кривые мощности одного и того же колеса диаметром 415 *мм* при постоянстве характеристики трубопровода и следующих способах регулирования.

a — дросселирование задвижкой в напорном трубопроводе при нормальной ширине каналов направляющего аппарата (19,5 *мм*); *b* — дросселирование задвижкой в нагнетательном трубопроводе при направляющем кольце; *c* — поворот лопаток направляющего аппарата; *d* — перестановка задвижки в зазоре *e* (см. боковой чертеж).

равномерным ее распределением, что соответствует постоянной нагрузке лопаток, в насосе вход на лопатки сопряжен с большими скоростями и с пульсирующим потоком. Поэтому лопатки легко приходят в колебания, чему способствует неизбежная в сочленениях управляющего механизма „игра"; колебания же приводят к преждевременному износу подшипников и, следовательно, к неспокойной работе машины. Поэтому поворотные лопатки имеют практическое значение только как быстродействующий аппарат для выключения насоса: применяются они, главным образом [1], в насосах для питания гидравлических аккумуляторов (фиг. 265, 266).

d) Сужение выходного сечения колеса посредством задвижки в зазоре. Это простое регулирующее приспособление, как показывает фиг. 152, эквивалентно при малых нагрузках поворотным лопаткам, а при нулевом расходе уменьшает потребление мощности до минимума. Насос, данные испытания которого приведены на фиг. 152, при холостом ходе расходовал мощность (в процентах от мощности при полной нагрузке) в:

38,5% при неподвижных направляющих лопатках;
35,0% при безлопаточном направляющем кольце;
24,2% при закрытых поворотных направляющих лопатках;
19,8% при закрытой задвижке в зазоре.

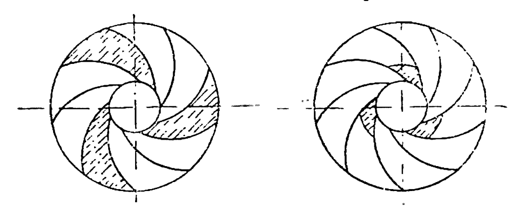
---

[1] Escher Wyss Mitt., 1928, тетр. 3, стр. 76; далее Lell, Zur Frage der Pumpspeicherung. Dtsch. Wasserwirtsch., 1930, стр. 113 и следующие.

Выгодность последнего способа надо приписать уменьшению потерь на обмен импульсами (фиг. 125 а). При средних нагрузках он дает худшие результаты, чем другие регулирующие приспособления [1].

e) Поворотные рабочие лопатки. Принципиально значительно большую пользу могло бы принести поворачивание рабочих лопаток, так как такое регулирование непосредственно может влиять на мощность, потребляемую рабочим колесом. Однако конструктивное выполнение поворотных рабочих лопаток чрезвычайно сложно и заметно влияет на простоту конструкции и надежность работы насоса. Поэтому до последнего времени подобного рода конструкции не получили распространения, за исключением осевых насосов типа Каплана (см. § 96а)[2].

f) Парциальный подвод воды на рабочее колесо. Несколько сходится с только что рассмотренным методом регулирование подачи насоса путем перекрытия отдельных рабочих каналов, т. е. применением парциального подвода воды к рабочему колесу. На фиг. 152а указано подобное перекрытие рабочих каналов; соответствующая этому характеристика приведена на фиг. 139. Из характеристик *IV*, *V* и *VI* видно, что при полном закрытии $\frac{1}{3}$ всех рабочих каналов сэкономлено 20% мощности по сравнению с регулированием при помощи поворотных лопаток при условии сохранения направляющих лопаток. Без направляющих лопаток выигрыш мощности был меньше. При перекрывании части рабочих каналов только с одной стороны при входе (фиг. 152b) влияние перекрытия было ниже, так как очевидно, что в открытых рабочих каналах должен был возникнуть интенсивный обмен частицами жидкости с жидкостью, находящейся в зазоре между рабочим колесом и направляющим аппаратом; но и в этом случае выигрыш мощности по сравнению с регулированием при помощи поворотных направляющих лопаток составил 9%. Очевидно, что регулировать мощность насоса находу таким образом невозможно. Поэтому этот способ следует применять в тех случаях, когда приходится приспособлять насос к длительному изменению потребной подачи.



Фиг. 152а и 152b. Регулирование закрыванием отдельных каналов.

g) Введение небольших количеств воздуха во всасывающий трубопровод. При этом уменьшается величина подачи, с одной стороны, на величину объема введенного воздуха, с другой, — потому что удельный вес смеси воды и воздуха, поступающей на рабочее колесо, меньше удельного веса самой воды, соответственно чему уменьшается развиваемый напор. Последнее по своему действию схоже с действием уменьшения числа оборотов, в то время как первое расходует излишнюю мощность на работу сжатия. Ясно, что этот метод регули-

---

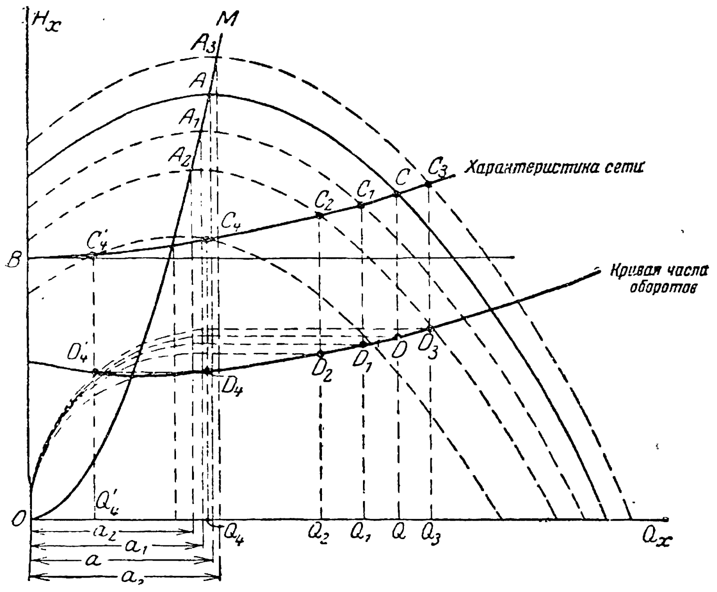
[1] Дальнейшие указания о работе этих заслонок имеются в Forsch.-Arb Ing.-Wes., тетр. 321.

[2] Конструкция фирмы Энке, в которой лопатки колеса переставляются в радиальном направлении, описана в Z. ges. Turbinenwes., 1906, стр. 116. Возможна также перестановка в осевом направлении, т. е. увеличение ширины колеса (см. Brown Boveri Mitt., 1931, стр. 56 и 57).

рования является более экономичным, чем чистое дросселирование, почему его и следует предпочесть последнему. При применении регулирования помощью добавления незначительных объемов воздуха во всасывающий трубопровод следует быть чрезвычайно осторожным, так как оно легко приводит к обрыву водяного столба в трубопроводе. По имеющимся опытным данным [1] можно путем увеличения количества добавленного воздуха уменьшить величину подачи до 70% от нормальной, причем, однако, значительно ухудшается к. п. д.; превышение к. п. д. при этом методе по сравнению с регулированием при помощи обычного дросселя настолько незначительно, что вряд ли можно считать его окупающим ухудшение эксплоатационных условий (обрыв столба воды во всасывающем трубопроводе и возможность выхода насоса из строя).

II. Регулирование изменением числа оборотов

Если число оборотов при изменении потребления воды может изменяться, как это имеет место в случае отдельного привода с мотором



Фиг. 153. Определение зависимости числа оборотов от расхода при регулировании числом оборотов для случая, когда форма характеристики трубопровода произвольна.

постоянного тока и шунтовой регулировкой или с паровой турбиной, то насос всегда работает на наивыгоднейшем режиме, так как отклонения рабочей точки от параболы наилучшего к. п. д. (§ 61) весьма ограничены.

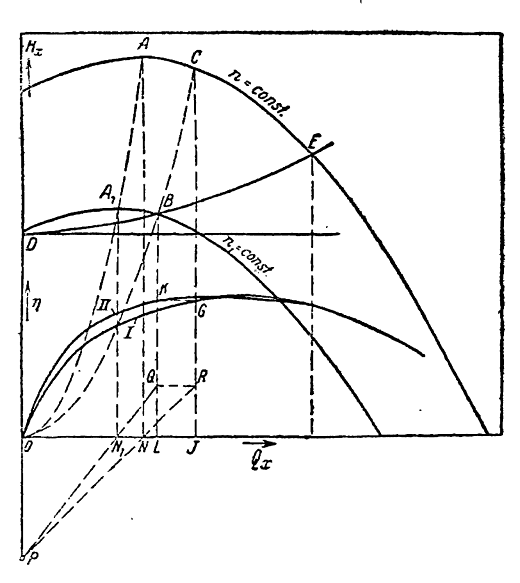
Для того чтобы составить себе понятие о работе насоса при различных числах оборотов, рекомендуется построить кривую (n, Q_x), при этом надо исходить из характеристики водопроводящей сети.

[1] Z. VDI, 1919, стр. 492; далее см. работу Siebrecht., Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 321.

Для простейшего случая постоянного напора, а также для очень короткого и широкого трубопровода кривая (n, Q_x), как это указано в § 58 (фиг. 132), представляет собой отрезок гиперболы.

При характеристике сети BC обычного вида кривую (n, Q_x) можно построить лучше всего указанным ниже простым способом, причем предполагается, что характеристика насоса (напорная) для какого-либо одного числа оборотов известна (фиг. 153).

Мы исходим из выведенного в § 59 закона совместимости (конгруентности) характеристик H-Q, для чего вычерчиваем известную нам характеристику на прозрачной бумаге. Если перемещать эту характеристику параллельно самой себе таким образом, чтобы наивысшая точка A (фиг. 153) оставалась на соответственной параболе OAM, то расходы Q_1,Q_2,Q_3 определятся как точки пересечения C_1,C_2,C_3 нашей характеристики с кривой BC, а соответствующее число оборотов — как абсциссы a_1,a_2,a_3 точки A. Масштаб же определяется на том основании, что число оборотов в рабочей точке C в начальном положении характеристики известно и соответствует отрезку a. Для других более низких положений характеристик опять будут иметься по две точки пересечения, например, C_4 и C_4'. Таким образом искомая кривая (n, Q_x) будет иметь поэтому, так же как и кривая на фиг. 132, горизонтальную касательную, точка касания которой также является критической точкой, так как при незначительном уменьшении числа оборотов насос отказывает в подаче. Пологость кривой (n, Q_x) указывает, что величина расхода возрастает много скорее против соответствующего ей увеличения числа оборотов. Эта чувствительность к изменению числа оборотов тем меньше, чем круче проходят характеристика напоров и характеристика сети.



Фиг. 153а. Регулирование изменением числа оборотов. Кривая I — к. п. д. при постоянном числе оборотов n (отнесено к характеристике); кривая II — к. п. д. при регулировании числом оборотов (отнесено к требуемым напорам соответственно характеристике трубопровода DE).

Широкая применимость закона конгруентности характеристик позволяет ожидать, что определенные таким образом кривые, соответствующие некоторым оборотам, будут достаточно точны, особенно тогда, когда положенная в основу напорная характеристика определена из опыта и когда нет опасений возникновения кавитации.

Кроме того, можно построить и кривые к. п. д., если только сперва определить для этого кривую η_x (например, по данным § 64) для какого-либо одного числа оборотов n (линия I на фиг. 153а). Для любой рабочей точки B можно определить соответствующий ей к. п. д. LK из

условия постоянства к. п. д. по параболе OBC, соответствующей одинаковым условиям удара. В этом случае $LK = JG$. Параболу OBC можно и не вычерчивать, если произвести указанные ниже[1] построения. В результате их получается линия II, изображающая к. п. д.; линия эта лежит выше линии I. Линию II можно получить точно, если пользоваться кривыми равных к. п. д. вместо парабол одинаковых условий удара.

Сравнение фиг. 153а и 150 показывает, насколько выгодно регулировать работу насоса изменением числа оборотов по сравнению с дросселированием. Уменьшение потерь по сравнению с последним способом регулирования несколько скрадывается потерями от менее экономной работы мотора (имеющимися обычно вследствие того, что он работает при ненормальном числе оборотов). Регулирование числа оборотов оказывается выгодным даже в случае привода от асинхронного электромотора трехфазного тока, когда изменение числа оборотов производится реостатом в цепи якоря. Однако регулирование числа оборотов трехфазных моторов возможно ныне осуществить и без потерь[2].

Если на одну сеть работает несколько насосов, то здесь в противоположность случаю регулирования дросселем (фиг. 150а), целесообразно регулировать все насосы вместе до тех пор, пока один из них не сможет быть остановлен.

В некоторых случаях, особенно при питании котлов, применяется автоматическое регулирование в зависимости или от подачи, или от напора, или от положения уровня воды (в котле); автоматическое регулирование применяется как при регулировании числа оборотов, так и при регулировании задвижкой[3].

Н. ОТДЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА КОНСТРУКЦИЮ НАСОСА

70. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

Какое влияние оказывает форма лопаток на гидравлические потери, было указано в § 30 и 32. Невыясненным осталось еще влияние числа лопаток и влияние величины диаметра колеса D_2.

а) Число лопаток. Малое число лопаток имеет преимущество в простоте изготовления и в уменьшении поверхности трения, но направление ими воды ухудшается. Далее, широкие каналы повышают давление на лопатку, которое не должно превосходить, хотя лопатка и передает энергию воде, определенной величины, так как при этом способность всасывания у насоса уменьшается и появляется опасность кавитации.

При обычных соотношениях надо стремиться делать число лопаток не бо́льшим, чем то необходимо для получения наилучшего к. п. д. При

[1] Любая точка оси ординат P соединяется с точками N и N_1 и через точку Q (— пересечения линии PN_1 с ординатой точки B) проводится горизонталь до пересечения в точке R с прямой PN. Вертикаль, проходящая через точку R, дает точку G.

[2] Elektrisch angetriebene Schopfwerke, AEG-Mitt., 1926. тетр. 5; далее Die Drehzahlregelung und Phasenkompensation Dreiphasen-Asynchronmotoren unter besonderer Berücksichtigung des Systems Brown-Boveri-Scherbius. Brown Boveri Mitt., 1930, тетр. 11 и 12; наконец, Z. VDI, т. 76 (1932), стр. 113.

[3] Kissinger, Z. VDI, т. 75 (1931), № 7, стр. 191.

радиальных насосах это условие может считаться выполненным, если лопатки достаточно хорошо направляют воду. Это условие может быть приближенно выражено уравнением

$$z = 2k \frac{r_m}{e} \sin \beta_m, \tag{1}$$

где e — длина меридиональной проекции линии тока для средней струйки, иначе — развертка линии AB фиг. 153 b;

r_m — радиус центра тяжести линии AB;

β_m — средний угол лопатки; приблизительно

$$\beta_m = \frac{1}{2}\left(\beta_1 + \beta_2\right);$$

k — опытный коэфициент, взятый на основании удачных конструкций; величина его для радиальных насосов может быть принята равной 6,5; для насосов большей быстроходности эта величина меньше.

Фиг. 153 b.

Так как $\frac{e}{\sin \beta_m}$ примерно равняется развернутой длине лопатки, то уравнение (1) указывает, что сумма длин лопаток, т. е. $\frac{ze}{\sin \beta_m}$, пропорциональна длине средней окружности лопаток [1].

Для радиальных насосов $r_m = \frac{1}{2}\left(r_1 + r_2\right)$, $e = r_2 - r_1$, так что

$$z = 6{,}5 \, \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1} \sin \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}. \tag{1a}$$

Для того чтобы увеличить работу (передачу энергии воде) лопаток H_{th}, не уменьшая при этом сечения каналов у входа в колесо, иногда ставят промежуточные лопатки, помещающиеся между внешней окружностью колеса и некоторой средней окружностью (фиг. 255). Они особенно часто применяются при больших (по сравнению с β_1) углах выхода β_2, т. е. сильно расширяющихся каналах; их применение выгодно тем, что явления отрыва с задней стороны лопаток уменьшаются (фиг. 76).

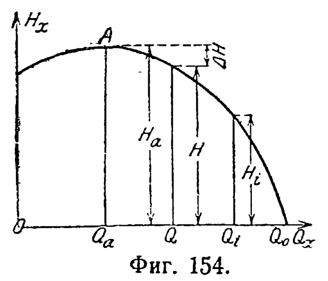
Для направляющих лопаток с их большими скоростями входа число лопаток обычно делается несколько большим, чем число лопаток колеса. Исключение представляет направляющее кольцо, не имеющее совсем направляющих лопаток (фиг. 111). Тщательная обработка поверхности каналов рабочего колеса и направляющего аппарата имеет большое значение.

b) Наружный диаметр и ширина рабочего колеса. Если числа оборотов не заданы, то наружный диаметр может быть подобран так, чтобы потери были наименьшими. Для того чтобы можно было учесть влияние одного только диаметра на гидравлические потери, примем, что углы выхода и число лопаток будут постоянными, т. е. что при постоянной величине напора треугольник скоростей для выхода не будет

[1] См. также Schulz, Forsch.-Arb. Ing.-Wes, тетр. 307, стр. 21

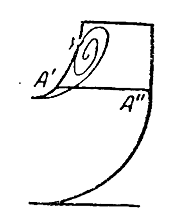
меняться. Если при этом еще и отношение $\frac{D_2}{D_1}$ будет оставаться постоянным, то треугольники скоростей не будут зависеть от величины диаметра. Так как при этом согласно уравнению (29) § 31 произведение $D_2 b_2$ остается постоянным (так как расход воды остается неизменным), то с увеличением диаметра рабочего колеса ширина его должна будет уменьшаться.

В колесе большого диаметра длина каналов между лопатками будет больше, поэтому потери на трение в каналах увеличатся. Потери при преобразовании скоростей в давление и при повороте струи весьма незначительны при лопатках, загнутых назад, и, кроме того, будут мало меняться, так что мы можем их не рассматривать. Поэтому при достаточно большом диаметре со стороны всасывания D_s рабочему колесу с малым наружным диаметром всегда будут соответствовать меньшие потери на трение в рабочих каналах.



Фиг. 154.

Из вышеприведенных рассуждений можно притти к выводу, что наружный диаметр рабочего колеса следует делать по возможности меньше. Если еще при этом оставить скорость входа c_1 постоянной, то мы должны соответственно увеличить ширину b_1 рабочего колеса. При увеличении же отношения $\frac{b_1}{D_1}$ не следует итти выше известных пределов, так как в связи с поворотом потока у входной кромки $A'A''$ (фиг. 154а) вдоль нее появится рассмотренное в § 7 неравномерное распределение скоростей, которое при незначительном радиальном размере колеса не успевает выровняться, ввиду чего при выходе из колеса также будет наблюдаться неравномерность скоростей.



Фиг. 154а. Обратное движение, вызванное слишком большой шириной колеса.

Представим себе как бы реально существующим ряд поверхностей вращения, проходящих через отдельные линии тока; в этом случае мы получили бы целый ряд отдельных рабочих колес (частичных), работающих в совершенно различных условиях, но обладающих, грубо говоря, одной и той же характеристикой, так как углы лопаток у них одинаковы. Такое частичное рабочее колесо, примыкающее к точке A', будет работать при большей скорости протекания воды, а следовательно, как бы и при большем расходе Q_i (фиг. 154), пересчитанном для всей ширины b_1. Поэтому это частичное рабочее колесо будет создавать малый напор H_i, который при превышении значения Q_0 может стать даже отрицательным. Обратные соотношения будут иметь место для частичного рабочего колеса, примыкающего к втулке (т. е. к точке A''), которое в связи с малым расходом Q_a будет развивать напор на величину ΔH, больший напора H, соответствующего нормальному расходу Q. Ясно, что если насос должен преодолевать указанный нормальный напор H, то напор, развиваемый у наружной стенки A', окажется недостаточным для преодоления имеющегося противодавления, в результате чего произойдет отрыв струй от стенок,

иногда настолько значительный, что вызванные им обратные токи достигнут пространства всасывания. Таким образом общая картина явления будет примерно такая, как изображенная на фиг. 154а, причем у стенки A' создастся пространство, заполненное вихрями. Возникновение указанных вихрей частично выравнивает явление, так как они несколько уменьшают кривизну линий тока при входе, а максимальная входная скорость соответственно несколько отдалится от передней стенки колеса.

Отсюда следует, что нерационально уменьшать диаметр рабочего колеса настолько, чтобы ширина его по сравнению с диаметром стала весьма значительной. Это соображение тем более существенно, что в связи с большими скоростями давление у точки A' падает и легко может достичь величин, соответствующих давлению парообразования при данной температуре, т. е. может начаться кавитация (§ 78 b, α).

Указанные явления неоднократно наблюдались на практике[1]. Имеется также целый ряд патентов, имеющих целью устранить указанное явление[2]. Они должны создавать внутри насоса такие условия, чтобы в области малых подач у насосов с большим отношением $\frac{b_2}{D_2}$ характеристическую кривую напора опять поднять кверху.

В том случае, когда невозможно осуществить увеличение наружного диаметра рабочего колеса в связи с малым числом оборотов или с сильно загнутыми назад лопатками и т. д. и когда по каким-либо соображениям неосуществим насос с несколькими параллельно работающими колесами (двухстороннее всасывание), весьма полезно применять лопатки двойной кривизны, т. е. с переменным углом входа. При этом входная кромка рабочей лопатки может быть несколько выдвинута вперед (от зоны поворота потока) с тем, чтобы участок лопатки при входе выполнялся как осевая лопатка и затем постепенно переходил в радиальную лопатку. Получающееся при этом рабочее колесо несколько напоминает водяную турбину Френсиса.

71. ПОТЕРИ НА ТРЕНИЕ О ВОДУ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

В § 18 было установлено, что потери на трение рабочего колеса о воду увеличиваются при увеличении боковых и радиальных зазоров между колесом и кожухом. Особенно же вредно наличие ребер в полости боковых зазоров. Не менее существенно влияние обработки стенок рабочего колеса и кожуха.

Выведенное в § 18 уравнение (57а)

$$N_r = 0{,}0011\, u_2^3\, D_2\, (D_2 + 5e) \qquad (2)$$

может быть переписано в иной форме, если принять среднее для рабочих колес обычной формы значение $\frac{D_2 + 5\,e}{D_2} = 1{,}1$, откуда получим

$$N_r = 0{,}0012\ u_2^3\ D_2^2. \qquad (3)$$

[1] Так, например, Видмар экспериментально подтвердил наличие в одном вентиляторе обратного движения через колесо (Z. ges. Turbinenwes., 1913, стр. 150).

[2] Например, германские патенты 191055, 258364.

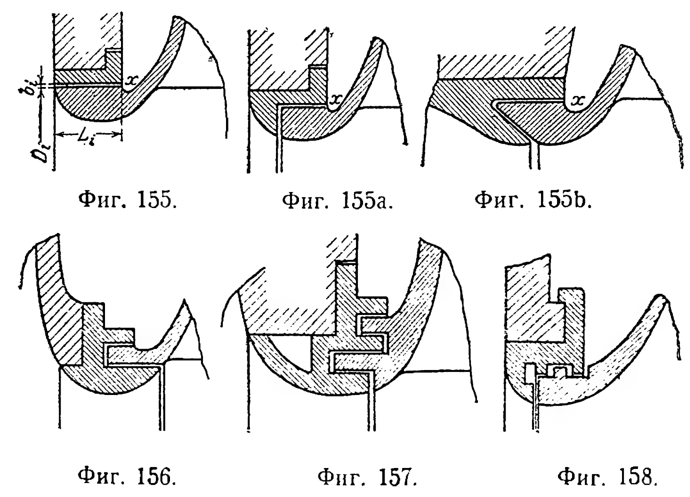
По уравнению (44) § 44 $H = \nu \frac{u_2^2}{2g}$, где ν есть постоянная величина для подобных колес. Если подставить в уравнение (3) найденное отсюда значение $u_2 = \sqrt{\frac{2gH}{\nu}}$, то получим

$$N_r = 0{,}0012 \left(\frac{2gH}{\nu}\right)^{\frac{3}{2}} D_2^2 \approx \frac{0{,}1}{\nu^{\frac{3}{2}}} H^{\frac{3}{2}} D_2^2. \qquad (4)$$

Таким образом потери на трение рабочего колеса о воду растут при заданной высоте напора H пропорционально квадрату диаметра, т. е. пропорционально величине поверхности колеса. Таким образом целесообразно в целях уменьшения потерь на трение рабочего колеса о воду наружный диаметр рабочих колес делать малым, т. е. возможно увеличивать число оборотов насоса.

72. ПОТЕРИ ЧЕРЕЗ ЗАЗОРЫ

Наличие избыточного статического давления при выходе из рабочего колеса вызывает обратный ток воды через внешнее и внутреннее уплотнения у рабочего колеса ко всасывающей стороне насоса. Связанные с этим потери называются потерями через зазор. Обычно основное уплотнение делается в зазоре со стороны всасывания (внутренний зазор).



Фиг. 155. Фиг. 155a. Фиг. 155b.

Фиг. 156. Фиг. 157. Фиг. 158.

Фиг. 155 — 158. Различные схемы лабиринтных уплотнений. Схема фиг. 158 может применяться лишь при горизонтальном разъеме кожуха.

Сколько-нибудь действенное торможение указанных обратных токов на окружности выхода невозможно, во-первых, в связи с большим сечением наружного зазора (большая длина окружности и сравнительно большая ширина зазора) и, во-вторых, ввиду малой „глубины" соответствующей щели, увеличивать которую нельзя во избежание появления недопустимо больших потерь на трение. На фиг. 155—158 изоб-

ражено несколько наиболее употребительных конструкций уплотнений у входа в колесо; уплотнение, изображенное на фиг. 158, возможно только в том случае, когда кожух имеет горизонтальную плоскость разъема.

Кое-где за границей применяются и нормальные сальниковые уплотнения с мягкой набивкой[1].

Если обозначить сечение зазора у окружности выхода через F_a и у входа — через F_i, давление у выхода через H_p и если принять давление в промежутке между обоими зазорами равным постоянной величине H_x, то из соображений равенства расхода через оба зазора получим уравнение

$$\mu_i F_i \sqrt{2gH_x} = \mu_a F_a \sqrt{2g(H_p - H_x)}\,, \tag{5}$$

откуда

$$H_x = \frac{H_p}{1 + \left(\frac{\mu_i F_i}{\mu_a F_a}\right)^2}\,. \tag{6}$$

Через μ_i, μ_a обозначены коэфициенты расхода, обусловленные, с одной стороны, трением, с другой стороны, сжатием струи в зазоре из-за острой входной кромки x (фиг. 155). Величину этих коэфициентов μ можно определить, исходя из того соображения, что вся разность напоров Δh между двумя сторонами каждого из зазоров расходуется на:

1) создание скоростного напора $1{,}5\,\frac{c^2}{2g}$, где коэфициент 1,5 учитывает сжатие струи при входе, величину которого мы примем такой же, как при входе в цилиндрическую трубу;

2) преодоление сопротивлений трения при протекании жидкости вдоль зазора глубиной L (фиг. 159).

Поэтому получим

$$\Delta h = 1{,}5\,\frac{c^2}{2g} + \lambda\,\frac{L}{d}\cdot\frac{c^2}{2g}\,, \tag{6a}$$

где

$$d = \frac{4F}{U} = \frac{4D\pi b}{2D\pi} = 2b.$$

Таким образом

$$c = \mu\sqrt{2g\,\Delta h} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} + 1{,}5}}\sqrt{2g\,\Delta h},$$

Фиг. 159.

откуда

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} + 1{,}5}}\,. \tag{7}$$

В эту формулу следует подставлять следующие значения λ:

---

[1] ZVDI, 1921, стр. 473.

Для ламинарного режима, т. е. для числа Рейнольдса

$$Re = \frac{dc}{\nu} = \frac{2\,bc}{\nu} \leqslant 2\,320,$$

соответствующего скорости $c < 1\,160\frac{\nu}{b}$, если принять во внимание уравнение (12а) § 10:

$$\lambda_{lam} = \frac{96}{Re}\,. \tag{8}$$

Для турбулентного режима, т. е. для $Re = \frac{2bc}{\nu} > 2\,320$ по Шнекенбергу[1] (Schneckenberg)

$$\lambda_{turb} = \frac{0{,}427}{Re^{\frac{1}{4}}}\,. \tag{8a}$$

Для воды при 20° С по фиг. 19 $\nu = 0{,}01$ *см²/сек* $= 10^{-6}$ *м²/сек*, т. е. при $Re = 2bc \cdot 10^6$,

$$\lambda_{lam} = \frac{48 \cdot 10^{-6}}{bc}\,, \tag{9}$$

$$\lambda_{turb} = \frac{0{,}0114}{\sqrt[4]{bc}}\,. \tag{9a}$$

Ширина зазора b должна, очевидно, быть выражена в *м*.

В узком кольцевом зазоре центробежного насоса при перемещении воды может иметь место как ламинарное, так и турбулентное течение, в то время как при работе с вязкими жидкостями, например маслом, всегда надо рассчитывать на течение ламинарное.

Значение λ по Беккеру[1] (Becker) и Бодару[2] (Bodart) сохраняет свою величину независимо от того, находится ли стенка кожуха в движении или в покое. Эксцентричные зазоры, которые всегда имеют место вследствие прогиба вала, имеют бо́льшую пропускную способность, т. е. меньшую λ, чем концентрические[3]. Полный эксцентриситет, при котором с одной стороны окружности соприкасаются, уменьшает величину λ [уравнения (8) до (9а)] при ламинарном потоке на 40%, при турбулентном — на 70—80% (по Шнекенбергу). Действительный предварительный расчет поэтому достаточно затруднителен. Поэтому в дальнейшем для определения расхода воды через зазор будем пользоваться средней величиной $\lambda = 0{,}04$.

Если в одной из стенок зазора вытачивают несколько лабиринтных канавок (фиг. 160), то следует делать эти канавки достаточно узкими.

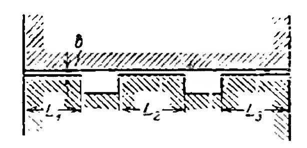
---

[1] Z. angew. Math. Mech., 1931, тетр. 1, стр. 27 и след. Дальнейшие опыты с частично расходящимися результатами имеются у Becker, Z. VDI, 1907, стр. 1133; Forsch-Arb. Ing.-Wes. тетр. 48. Winkel, Z. angew. Math. Mech., 1923, стр. 251; Schumacher, Ing.-Arch., 1930, стр. 444.

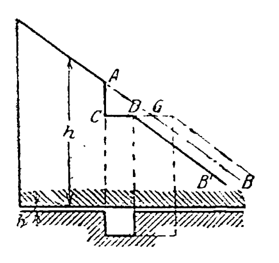
[2] Bodart, Congrès intern. de Méc. gén. Liège, 1930, т. 3, стр. 42 и след. Dunod Paris 1931.

[3] Фирма AG Balcke растачивает поэтому сальники в соответствии с упругой линией вала (Wärme, 1932. № 7, стр. 109).

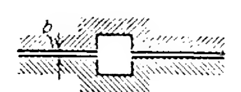
На фиг. 160а, приведенной для того, чтобы показать значение коротких лабиринтных канавок, линия AB соответствует падению давления без лабиринтных канавок. $ACDB'$ соответствует падению давления вглубь зазора при наличии лабиринтных канавок. Из фиг. 160а можно видеть, что лабиринтная канавка не приносит более никакой пользы после того, как ее ширина достигнет или превзойдет ширину CG. Кроме того, опыты Юста[1] (Just) показали, что при увеличении ширины канавки величина падения давления AC уменьшается в связи с тем, что часть скоростного напора превращается в давление за счет диффузорного эффекта. Глубину канавок следует по возможности увеличивать и делать ее тем большей, чем больше сама ширина зазора b. Можно рекомендовать делать лабиринтную канавку квадратного сечения. Двухсторонние канавки (фиг. 161) дают лучший эффект, чем односторонние. При больших ширинах зазора b зубцеобразные лабиринтные



Фиг. 160. Зазор с лабиринтным уплотнением.



Фиг. 160а. Невыгода слишком большой длины отдельных лабиринтных канавок.



Фиг. 161. Зазор с двухсторонними лабиринтными канавками.



Фиг. 161а. Входящие друг в друга лабиринтные канавки.

уплотнения (фиг. 161а) оказываются более эффективными, чем обычные канавки. Очевидно, что канавки должны быть выполнены с незакругленными кромками, так как это могло бы значительно понизить их эффективность. На этом основании у рабочих колес вблизи точки x (фиг. 155, 155а и 155b) делается выточка. По данным Юста правильно выполненная лабиринтная канавка вызывает понижение давления на величину $1{,}1 \frac{c^2}{2g}$. Поэтому при z канавках к правой стороне равенства (6а) прибавляется еще член $z\,1{,}1 \frac{c^2}{2g}$, так что окончательно получится

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} + 1{,}5 + 1{,}1\,z}}. \qquad (10)$$

[1] О лабиринтных уплотнениях для воды. Диссертация, 1910.

В этом выражении L есть сумма длин отдельных участков зазора шириной b, т. е., например, в случае фиг. 160 $L_1+L_2+L_3$. Последнюю формулу можно считать только приближенной, так как опыты Юста показали, что при z канавках падение напора, приходящееся на каждую канавку, было несколько меньше, чем падение напора в одной канавке. По Шнекенбергу лабиринтные уплотнения вообще нерациональны при числах Рейнольдса меньше 550 и больше 15 500.

Чрезвычайно сильное уплотняющее действие может быть достигнуто при помощи обыкновенных канавок, если их проточить в виде винтов так, чтобы при вращении они как бы накачивали воду в направлении, обратном протеканию потери через зазор. В этом случае, однако, количество винтовых ниток не должно быть слишком малым. Поэтому указанную конструкцию можно рекомендовать только в тех случаях, когда имеется достаточное пространство в осевом направлении.

Если все размеры, касающиеся зазора у входа в колесо, определить индексом i (фиг. 155), а касающиеся зазора у выхода — индексом a, то получим согласно уравнению (7)

$$\frac{\mu_i^2}{\mu_a^2}=\frac{\frac{\lambda L_a}{2b_a}+1,5}{\frac{\lambda L_i}{2b_i}+1,5}. \qquad (11)$$

Если подставить в эти выражения средние значения $\frac{L_a}{b_a}=15$, $\frac{L_i}{b_i}=200$, $\lambda=0,04$, то получим $\frac{\mu_i^2}{\mu_a^2}=0,327$. Можно величину отношения $\frac{F_a}{F_i}$ принять равной 4. При этом получим по уравнению (6)

$$H_x=\frac{H_p}{1+0,327\cdot\frac{1}{16}}=0,980\ H_p. \qquad (12)$$

Так как величина H_x почти равна H_p, то можно принять в целях упрощения расчета, что давление за зазором у выхода равно полному статическому давлению, развиваемому колесом. Это тем более допустимо, что весь расчет следует считать весьма приближенным.

Величина давления H_x будет в действительности по мере приближения к оси уменьшаться, так как вода между рабочим колесом и кожухом вращается. Если можно было бы не учитывать влияния трения воды о стенки рабочего колеса и кожуха, то вращение воды, окружающей колесо, должно было бы происходить по закону площадей, т. е. при постоянстве моментов количества движения. Благодаря наличию сил трения все явление изменяется в том смысле, что вытекающее из закона площадей резкое увеличение окружных составляющих скоростей воды не будет иметь места. Кроме того, должны будут появиться вторичные токи вроде изображенных на фиг. 38. При этом точный анализ явления представляется невыполнимым.

Нижеприводимый расчет производится нами по тем же методам, которые применяются при расчете водяных турбин, при малой ширине

зазора между кожухом и рабочим колесом это можно считать вполне допустимым [1].

Воду между рабочим колесом и кожухом мы будем считать вращающейся с угловой скоростью, равной половине угловой скорости ω рабочего колеса (чему в известном смысле соответствует вихрь с напряжением $\frac{\omega}{2}$). При этом распределение давлений по радиусу рабочего колеса будет, как мы указывали в § 21, следовать параболическому закону (фиг. 42с). Пограничные условия для соответствующего параболоида вращения даются тем условием, что давления по окружности выхода рабочего колеса должны равняться давлению в зазоре. При помощи уравнения (66) § 21 мы можем определить давление у внутреннего зазора, для которого окружная скорость $u_i = \frac{\pi D_i n}{60}$

$$H_{pi} = H_p - \frac{\left(\frac{u_2}{2}\right)^2 - \left(\frac{u_i}{2}\right)^2}{2g} = H_p - \frac{1}{4}\frac{u_2^2 - u_i^2}{2g}. \qquad (13)$$

Давление H_p за колесом согласно уравнениям (12) и (12a) § 41 в том случае, если потери на трение в канале Z_I равны нулю, имеет величину

$$H_p = \frac{1}{2g}(u_2^2 - w_2'^2 + c_0^2) \approx \frac{1}{2g}[u_2^2 - (u_2 - c_{3u})^2]. \qquad (14)$$

Таким образом

$$H_{pi} = \frac{1}{2g}\left(\frac{3}{4}u_2^2 - w_2'^2 + c_0^2 + \frac{u_i^2}{4}\right) =$$
$$= \frac{1}{2g}\left[\frac{3}{4}u_2^2 + \frac{1}{4}u_i^2 - (u_2 - c_{3u})^2\right], \qquad (15)$$

где $c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2}$.

Отсюда определяются потери в зазоре для безударного входа:

$$Q_{sp} = \mu_i F_i \sqrt{2gH_{pi}} = \mu_i D_i \pi b_i \sqrt{2gH_{pi}}. \qquad (16)$$

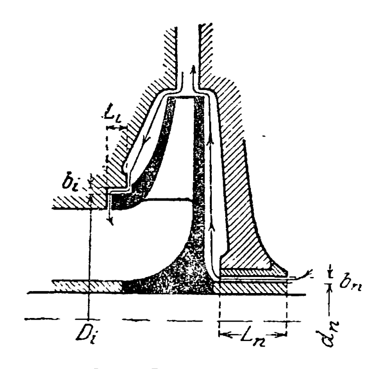
Величину μ_i берем из уравнения (7) или (10).

Согласно уравнениям (7) и (16) уменьшение ширины зазоров b_i влияет более значительно на уменьшение потери через зазор, чем увеличение „глубины" зазора L или чем уменьшение диаметра D_i, так как в первом случае одновременно уменьшаются и величина μ_i и F_i. Обычно ширина зазора b_i делается равной $b_i \approx 0{,}8\frac{D_i}{1\,000}$. Так как величина b_i пропорциональна D_i, то потери через зазор резко уменьшаются с уменьшением диаметра.

У многоступенчатых насосов сзади рабочего колеса (сторона, обратная всасывающей) наблюдается протекание в обратном направлении, причиной чему является зазор в месте прохода вала сквозь стенку,

[1] Kobes, Studien über den Druck auf den Spurzapfen der Reaktionsturbinen und Kreiselpumpen, Leipzig-Wien, 1906.

разделяющую обе ступени давления (фиг. 162). Потери через этот зазор могут быть учтены при помощи формул, приведенных выше. При хорошем выполнении насоса эти потери оказываются настолько незначительными, что, имея в виду известную приближенность расчета всего насоса, их можно вовсе не рассматривать. В последующем изложении этими потерями мы пренебрегаем.



Фиг. 162. Перетекание через зазоры в многоступенчатых насосах.

Если между рабочим колесом и пространством всасывания имеется несколько уплотнений (фиг. 222), то для каждого уплотнения следует отдельно применять уравнение (15). Для случая, изображенного на фиг. 222, величина Q_{spn} увеличится, так как при этом зазор вокруг вала работает под полным давлением всей ступени.

К потерям через зазоры добавляется потеря воды через уплотнения сальников, а в случае наличия особого приспособления для уравновешивания силы осевого давления добавляется также расход воды и на него.

73. ВЛИЯНИЕ ПОТЕРЬ ЧЕРЕЗ ЗАЗОР НА ХАРАКТЕРИСТИКУ (НАПОРНУЮ КРИВУЮ)

а) **Зависимость давления за колесом от Q_x.** При наличии удара при входе потеря на удар h_{s1} определяется по уравнению (15) § 57. Если принять, далее, во внимание потери на трение в колесе:

$$Z_{\mathrm{I}} = kQ_x^2, \tag{17}$$

где k зависит от размеров каналов колеса, то давление за колесом, соответствующее расходу Q_x, по уравнению (12) § 41 имеет величину

$$H_{px} = \frac{1}{2g}\left(u_2^2 - w_{2x}'^2 + c_{0x}^2\right) - kQ_x^2 - h_{s1}. \tag{18}$$

Так как по фиг. 82

$$w_{2x}'^2 = c_{2mx}^2 + (u_2 - c_{3ux})^2 = \left(\frac{Q_x}{\pi D_2 b_2}\right)^2 + \left(u_2 - \frac{gH_{th\,x}}{u_2}\right)^2, \tag{19}$$

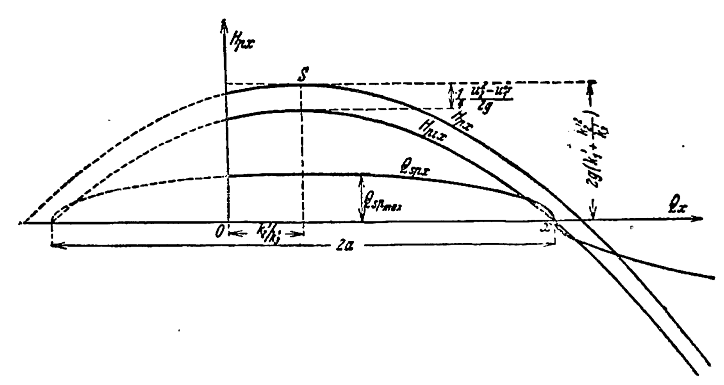
далее, так как $c_{0x} = \dfrac{Q_x}{\pi D_1 b_1}$, и если, наконец, подставить выражение H_{thx} из уравнения (9) § 56 и h_{s1} из уравнения (15) § 57, то получим

$$2gH_{px} = k_1' + 2k_2'Q_x - k_3'Q_x^2, \tag{20}$$

где

$$k_1' = u_2^2\left[1-\left(\frac{p}{1+p}\right)^2\right] - \varphi u_1^2,$$
$$k_2' = -\frac{p}{(1+p)^2}\frac{n}{60}\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{b_2} + \varphi\frac{n}{60}\frac{\operatorname{ctg}\beta_1}{b_1}\frac{t_1}{t_1-\sigma_1},$$
$$k_3' = \frac{1}{(\pi D_2 b_2)^2}\left[1+\left(\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\right)^2\right] -$$
$$-\frac{1}{(\pi D_1 b_1)^2}\left[1-\varphi\left(\frac{t_1}{t_1-\sigma_1}\right)^2\operatorname{ctg}^2\beta_1\right] + 2gk. \tag{21}$$

Согласно этому выражению давление H_{px} изменяется по параболе, главная ось которой параллельна оси H_{px} и вершина которой S имеет координаты, указанные на фиг. 163. Так как k_2' и k_3' могут быть



Фиг. 163. Кривые давления за колесом H_{px} и H_{ptx} и потери через зазор Q_{spx} при постоянном числе оборотов.

также отрицательными, то S может лежать и влево от оси H_{px}. Если k_3' отрицательно, то парабола загибается кверху. Это вряд ли может встретиться на практике. Так как выражение величины k_3' содержит в себе только постоянные размеры колеса, то рассуждения § 59 применимы и здесь, и *закон конгруентности применим поэтому в той же мере к кривой давления за колесом, как и к характеристической кривой напора насоса.*

Измерения давления за колесом показали справедливость приведенной на фиг. 163 зависимости[1].

b) **Зависимость потерь через зазор** Q_{spx} от Q_x. Так как по уравнению (16)

$$\frac{Q^2_{spx}}{(\mu_t F_t)^2} = 2gH_{ptx} \tag{22}$$

и так как по уравнению (13) (при подстановке u_1 вместо u_t)

$$H_{ptx} = H_{px} - \frac{1}{4}\frac{u_2^2-u_1^2}{2g}, \tag{23}$$

[1] См. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 307 и тетр. 321, а также фиг. 148.

то кривая потерь через зазор будет выражаться уравнением

$$\frac{Q^2_{spx}}{(\mu_i F_i)^2} = k_1'' + 2k_2' Q_x - k_3' Q_x^2, \tag{24}$$

где k_2' и k_3' даются уравнениями (21) и

$$k_1'' = k_1' - \frac{1}{4}(u_2^2 - u_1^2). \tag{25}$$

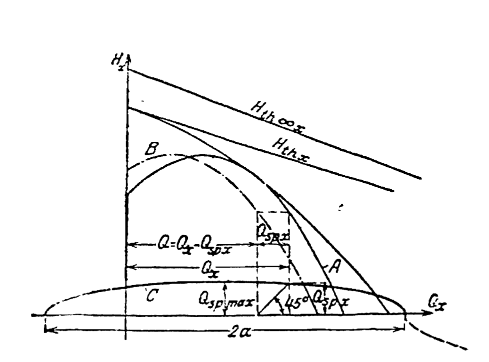
Уравнение (24) представляет эллипс с главной осью Q_x и центром под вершиной S кривой H_{px} фиг. 163. Горизонтальная главная ось имеет длину

$$2a = \frac{2}{k_3'} \sqrt{k_2'^2 + k_3' \cdot k_1''}. \tag{26}$$

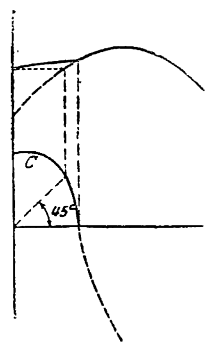
Вертикальная полуось

$$Q_{sp\ \max} = \mu_i F_i \sqrt{k_1'' + \frac{k_2'^2}{k_3'}}. \tag{27}$$

Точка пересечения кривой с осью Q_x соответствует давлению $H_{pix} = 0$, т. е. совпадает с точкой x фиг. 163. Если расход повышается далее, это давление становится отрицательным, т. е. направление движения в зазоре меняется на обратное. Тогда эллипс переходит в изображенную на фиг. 163 гиперболу. Практический смысл имеет, однако, лишь участок кривой эллипса, лежащий над осью Q_x, а для гиперболы — лежащей под осью Q_x.



Фиг. 164. Влияние потерь в зазоре на форму напорной характеристики. Потеря в зазоре изменяется с увеличением расхода по эллипсу C.



Фиг. 164а. Влияние потерь в зазоре при лопатках, загнутых вперед.

Если этот эллипс нанести на диаграмму Q_x-H_x, то можно установить то изменение характеристики напора, которое вызвано потерями через зазор (фиг. 164). Это изменение для хороших насосов с потерями от 1 до 5% весьма незначительно. На фиг. 164 эллипс потерь через зазор изображен для большей наглядности в искаженном масштабе, так что изменение характеристики кажется большим, чем то есть на самом деле. Влияние потерь через зазор обусловливает смещение характеристики напора в положительном направлении оси Q_x, не вызывая особых ее искажений.

При увеличении угла β_2 абсцисса точки пересечения x (фиг. 163) уменьшается, так как в этом случае (§ 30) насос приближается по характеру работы к активным насосам. Этот переход от эллипса к гиперболе будет иметь место особенно в области малых расходов при лопатках, загнутых вперед. В этом случае изменение характеристики, обусловленное потерями через зазор, значительно больше (фиг. 164а), а именно имеет место искривление неустойчивой ветви характеристики кверху, что было наблюдено также и Билем при его опытах с насосом с лопатками, загнутыми вперед (фиг. 140).

Конгруентность характеристик нарушается потерями в зазоре, в действительности же отклонения так незначительны, что ими можно пренебречь.

74. ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ ВЫВОДЫ, КАСАЮЩИЕСЯ КОНСТРУКЦИЙ НАСОСОВ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Потери на трение колеса о воду соответственно уравнению (4) при данной высоте напора пропорциональны квадрату наружного диаметра колеса D_2. То же относится к потерям через зазоры, так как ширину щели b_l в уравнении (16) можно считать пропорциональной D_i, а при подобных формах колеса D_i и D_2 также должны быть пропорциональны друг другу, в то время как при постоянном отношении $\frac{L_l}{b_l}$ коэфициент μ_i будет неизменным. Согласно данным § 70 гидравлические потери также уменьшаются с уменьшением диаметра; трение в подшипниках также следует этой закономерности. Поэтому можно утверждать, что *всегда следует стремиться делать наружный диаметр рабочего колеса D_2 возможно малым*. Оговоримся еще раз, что это справедливо лишь при отношении $\frac{D_2}{D_1}$, колеблющемся в узких пределах и при не слишком широких рабочих колесах.

Так как $D_2 = \frac{2u_2}{\omega}$, а u_2 при постоянной высоте напора может меняться только в известных пределах, то *это требование однозначно с требованием возможно более высокого числа оборотов*. Таким образом при выборе параметров насоса для заданных условий (производительности и напора) выгодно (до известного предела) выбирать модель с возможно более высоким числом оборотов. Это же справедливо и для многоступенчатых насосов при условии сравнения насосов с одним и тем же числом ступеней.

Это свойство турбонасосов следует считать достоинством их, так как, следуя ему, мы приходим к малым размерам насосов, т. е. к малым их стоимостям; также и двигатель, непосредственно присоединяемый к насосу (будь то электромотор или паровая турбина), получится более дешевым.

Критерием для определения наибольшего допустимого наружного диаметра рабочего колеса может служить условие, что величина потерь на трение колеса о воду и потерь через зазор не должна превышать известного процента (ε) от полезной нагрузки насоса [1].

---

[1] Vidmar, Theorie der Kreiselpumpe, стр. 86 и след., Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn, 1922. Там приведен подобного рода расчет, но без учета потерь в зазоре.

Если подставить в уравнение (16) $H_{pi} = \xi H$ и $b_i = \frac{D_i}{1\,000}$, $D_i = \alpha D_2$, тогда

$$Q_{sp} = \mu_i \alpha D_2 \pi \cdot \frac{D_2}{1\,000} \sqrt{2g\xi H} = \frac{\mu_i \alpha \pi}{1\,000} \sqrt{2g\xi} \cdot D_2^2 \sqrt{H},$$

откуда получим потерю энергии в *кгм/сек*:

$$A_{sp} = \gamma Q_{sp} \cdot \frac{H}{\eta_h} = \frac{\mu_i \alpha \pi \gamma}{1\,000\, \eta_h} \sqrt{2g\xi}\, H^{\frac{3}{2}} D_2^2. \tag{28}$$

С другой стороны, согласно уравнению (4) мощность, затрачиваемая на трение колеса о воду,

$$A_r = 75\, N_r = \frac{7{,}5}{\nu^{\frac{3}{2}}} H^{\frac{3}{2}} D_2^2.$$

Сумма обеих потерь будет равняться

$$A_{sp} + A_r = aH^{\frac{3}{2}} D_2^2 \leqslant \varepsilon \gamma Q H, \tag{29}$$

где

$$a = \frac{\mu_i \alpha \pi \gamma}{1\,000\, \eta_h} \sqrt{2g\xi} + \frac{7{,}5}{\nu^{\frac{3}{2}}}. \tag{30}$$

Из уравнения (29) получим наибольшую допустимую величину диаметра

$$D_2 \leqslant \sqrt{\frac{\varepsilon}{a}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma Q}{\sqrt{H}}} \tag{31}$$

для того случая, когда потери на трение колеса о воду и потери через зазор не должны превосходить ε процентов полезной мощности.

Выполнение условия, выраженного равенством (31), может представить затруднения при малых значениях $\frac{Q}{\sqrt{H}}$, т. е. при малых расходах и высоких напорах, так как в этом случае по уравнению (31) требуются столь малые диаметры, что они зачастую невыполнимы — частично из-за требуемых при этом весьма высоких чисел оборотов, частично из-за того, что каналы между рабочими лопатками получаются чрезмерно узкими.

Если воспользоваться приближенным уравнением для высоты напора из § 44, то уравнение (31) может быть преобразовано к виду, из которого непосредственно видно влияние числа оборотов. В этом случае

$$H = k \cdot n^2 D_2^2. \tag{32}$$

Введя вместо D_2 его значение из равенства (31), получим

$$H^{\frac{3}{2}} \leqslant \frac{\varepsilon}{a} k \gamma Q n^2. \tag{33}$$

Для того чтобы получить наглядное представление о практически достижимом верхнем пределе H, мы примем для расчета все значения

коэфициентов соответственно этому пределу, именно $k = 1{,}80 \cdot 10^{-1}$, что равнозначно $\nu = 1{,}29$ (т. е. большому углу β_2 и большому числу лопаток), $\varepsilon = 0{,}65$ (что соответствует $\eta \approx 0{,}5$), $\gamma = 1\,000$, затем для определения величины a [по уравнению (30)] $\mu_i = 0{,}2$, $\alpha = 0{,}4$, $\eta_h = 0{,}80$, $\xi = 0{,}3$, откуда $a = 0{,}76 + 5{,}1 = 5{,}86$; в итоге получим при помощи равенства (33)

$$H^{\frac{3}{2}} \leqslant 0{,}02\,Q n^2. \tag{34}$$

Если в последнее выражение подставить вместо объемного расхода Q весовой $G = 1\,000\ Q$ (в *кг/сек*) и выбрать для n наибольшее число оборотов, допустимое для мотора трехфазного тока с 50 пер/сек и равное $n = 3\,000$, то получим

$$H^{\frac{3}{2}} \leqslant 180\,G. \tag{35}$$

Таким образом насос, подающий $G = 1$ *кг/сек*, может быть построен лишь с высотой напора до $H = 180^{\frac{2}{3}} = 32$ *м* в одном рабочем колесе с тем, чтобы потери в нем не превосходили допустимых пределов, в то же время такой насос, но подающий $G = 20$ *кг/сек*, может иметь $H = 3\,600^{\frac{2}{3}} = 235$ *м*. Все эти числа, конечно, увеличатся, если мы только примем допустимую величину коэфициента потерь ε больше. При больших подачах допустимая величина ε уменьшается. Для хороших радиальных колес в уравнение (34) следует подставлять значение коэфициента $\varepsilon = 0{,}004$ вместо 0,02.

Если требуемая высота подачи выше, чем определенная по уравнению (34), то следует прибегать к многоступенчатой конструкции насосов, к. п. д. которых, как будет указано в следующем разделе, выше, чем к. п. д. одноступенчатого насоса. Количество ступеней насоса следует увеличивать до тех пор, пока выгоды, получаемые от этого, оправдывают соответствующее повышение установочной стоимости насоса. Чем меньше расход Q (или G), тем на большее число ступеней следует делить H с тем, чтобы удовлетворить условия уравнения (33). Отсюда следует, что при малой величине расхода по сравнению с напором центробежный насос становится уже более непрактичным. В этом случае турбонасос должен уступить место поршневому насосу, который для данных условий может быть построен более легким и дешевым. Можно считать, что эту область высоких напоров при малых расходах поршневой насос всегда сохранит за собой.

Имеются, однако, случаи, когда величина к. п. д. насоса не столь существенна и основным требованием к насосу является простота эксплоатации, как, например, это имеет место у насоса, периоды непрерывной эксплоатации которого весьма коротки. При малых значениях $\frac{Qn^2}{H^{\frac{3}{2}}}$ мы приходим в этом случае к рабочим колесам, внутренний диаметр которых весьма невелик по сравнению с наружным диаметром (фиг. 260). Направляющие аппараты в таких насосах получаются настолько узкими, что их обычно выполняют в виде направляющих колец.

Это еще более ухудшает к. п. д. насоса, так как в указанных условиях работы направляющие кольца и спиральные кожуха работают хуже направляющих аппаратов. С целью избежать очень узких каналов (и в целях уменьшения наружного диаметра) применяют также парциальный (частичный) подвод воды к рабочему колесу при одновременном последовательном включении рабочих каналов одного и того же рабочего колеса [1] или различных колес. Это, однако, не может повысить к. п. д., так как имеются большие потери в связи с парциальным подводом воды. Такое устройство применяется, например, в самовсасывающих насосах (§ 117).

Нижний предел величины диаметра (наименьший допустимый диаметр) определится из тех соображений, что скорость входа воды c_s в насос не должна превышать определенной величины, тем меньшей, чем больше потребная высота всасывания.

В том случае, когда в связи с большим числом оборотов требуется дальнейшее уменьшение наружного диаметра, можно справиться с этой задачей путем применения лопаток двоякой кривизны с аксиальным входом (подробно рассмотрены в главе L), а также путем разделения водяного потока, т. е. путем применения „многопоточной“ системы насосов (насоса двухстороннего всасывания вроде изображенного на фиг. 5а). Для перехода к высокому числу оборотов очень эффективно также применение осевых насосов.

75. ВЛИЯНИЕ НА К. П. Д. НАСОСА ЧИСЛА СТУПЕНЕЙ И ЧИСЛА ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ (СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ ОДНОСТУПЕНЧАТЫХ НАСОСОВ, НАСОСОВ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ И НАСОСОВ МНОГОПОТОЧНЫХ)

а) Многоступенчатые насосы. Для сравнения одноступенчатой и многоступенчатой конструкций насосов рассмотрим два насоса, у которых величина подачи и высота напора одинаковы, а количество оборотов различно. При одинаковых для обоих насосов скорости всасывания c_s и отношении $\frac{D_2}{D_s}$ очевидно, что наружный диаметр D_2 будет у обоих насосов одинаковым, что приближенно имеет место и в действительности.

В дальнейших рассуждениях индекс I будет соответствовать одноступенчатому насосу, индекс i будет соответствовать многоступенчатому насосу с числом ступеней i. Так как размеры рабочих колес отдельных ступеней всегда одинаковы, то $H = iH_i$, откуда при помощи приближенного равенства (44) § 44 получим следующее соотношение:

$$u_{2I}^2 = iu_{2i}^2, \tag{36}$$

откуда

$$n_I^2 = in_i^2 \quad \text{или} \quad n_i = \frac{n_I}{\sqrt{i}}. \tag{37}$$

---

[1] См. германские патенты 261575, 185261, 155337 и 155338.

Рассмотрим теперь по очереди отдельные потери:

1. Гидравлические потери. Поскольку углы лопаток в обоих случаях мало отличаются друг от друга, можно для всех скоростей v написать равенство, аналогичное уравнению (36), т. е.

$$v_I^2 = i v_i^2 \quad \text{или} \quad v_i = \frac{v_I}{\sqrt{i}}. \tag{38}$$

Рассмотрим сначала потери на трение воды о стенки канала рабочего колеса; величина их получится из уравнения

$$h_r = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g}. \tag{39}$$

Поскольку в данном случае сечение канала не является круглым, мы должны вместо d подставить $d = \frac{4F}{U}$, как уже было указано в § 12. При одинаковых наружных диаметрах длины каналов L можно считать одинаковыми для обоих колес. Таким образом для i колес многоступенчатого насоса потеря на трение будет равна $L_i = iL_I$. Из уравнения (38) следует, что $F_i = \sqrt{i} \cdot F_I$. Величина U_i также будет больше, чем U_I, но не в $\sqrt{i}$ раз; во всяком случае $d_i > d_I$.

Величину λ можно определить при помощи уравнения (21) § 10:

$$\lambda = 0{,}0096 + \sqrt{\frac{K}{d}} + \frac{0{,}0017}{\sqrt{vd}}, \tag{39a}$$

из которого, при $(vd)_I > (vd)_i$ и $d_i > d_I$ явствует, что, вообще говоря, отношение коэфициентов λ может быть и больше и меньше единицы. Мы примем поэтому, что величина λ будет одна и та же для обоих случаев, тогда для многоступенчатых насосов потеря напора от трения воды при протекании через рабочие каналы будет равна

$$\sum h_{ri} = \sum \lambda \frac{iL_I}{d_i} \cdot \frac{\frac{v_I^2}{i}}{2g} = \sum \lambda \frac{L_I}{d_i} \frac{v_I^2}{2g} < \sum \lambda \frac{L_I}{d_I} \frac{v_I^2}{2g}. \tag{40}$$

Из этого можно сделать тот вывод, что потери на трение многоступенчатых насосов будут ниже, чем в одноступенчатом.

Потери на преобразование скоростей в давление и потери на поворотах h_u будут одинаковы для обоих случаев, так как

$$\sum h_{ui} = \sum i \cdot \zeta \frac{v_i^2}{2g} = \sum i \cdot \zeta \frac{\frac{v_I^2}{i}}{2g} = \sum \zeta \frac{v_I^2}{2g}. \tag{41}$$

Правда, в многоступенчатых насосах к этому присоединяется потеря напора при переходе от одной ступени к другой, но в хороших насосах эти потери весьма незначительны, особенно в тех случаях, когда обратные лопатки выполнены как продолжение направляющих лопаток.

В общем можно сказать с известной достоверностью, что гидравлические потери у многоступенчатого насоса меньше, чем у одноступенчатого.

2. Потери через зазор, потери на трение рабочего колеса о воду и потери в подшипниках. Легко видеть, что при рассмотрении многоступенчатых насосов следует рассматривать не сумму потерь через зазоры отдельных ступеней, сравнивая ее с величиной подачи, а следует рассматривать только величину потери в одной ступени. Это становится очевидным, если представить себе ток воды через зазоры как бы последовательно протекающим через все ступени. Вся вода, теряемая через зазор, протекает последовательно через все ступени, вроде того, как основной ток воды последовательно протекает через ступени в многоступенчатых насосах. Так как диаметры рабочих колес равны друг другу, то в уравнении (16), по которому мы определяли потерю через зазор, величина сечения зазора F_i и коэфициента μ_i будет одинакова для одно- и многоступенчатых насосов. Так как $(H_{pi})_i = \frac{1}{i}(H_{pi})_I$, то потери через зазор для многоступенчатого насоса будут равны по уравнению (16)

$$Q_{spi} = \frac{Q_{spI}}{\sqrt{i}}. \tag{42}$$

Отметим, однако, что в многоступенчатых насосах к указанным потерям через зазор прибавляются еще потери через зазор в месте прохода вала через разделяющую ступени стенку (фиг. 162).

Потеря на трение рабочего колеса о воду определится из уравнения (4), если иметь в виду, что высота напора отдельного колеса равна $\frac{H}{i}$:

$$N_{ri} = i \cdot \mathrm{const} \cdot \left(\frac{H}{i}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot D_2^2 = \frac{1}{\sqrt{i}} \cdot \mathrm{const} \cdot H^{\frac{3}{2}} \cdot D_2^2 = \frac{1}{\sqrt{i}} N_{rI}. \tag{43}$$

Таким образом потери через зазор и потери на трение рабочих колес о воду согласно уравнениям (42) и (43) у насоса с i ступенями меньше соответствующих потерь в одноступенчатом насосе в $\sqrt{i}$ раз.

Потери на трение в подшипниках должны быть у многоступенчатых насосов несколько выше благодаря их большему весу. Однако по сравнению с другими потерями влияние этой потери невелико.

Так как высота теоретического напора H_{th} обратно пропорциональна количеству ступеней, а следовательно, скорость u_1 меняется обратно пропорционально корню из числа ступеней, то ясно, что в многоступенчатых насосах возникновение кавитации (см. следующую главу J) и вызываемое ею ухудшение к. п. д. наступят позже, чем у насосов одноступенчатых.

Из всех этих рассуждений следует, что при вышеуказанных условиях к.п.д. многоступенчатого насоса будет во всех случаях выше, чем к.п.д. одноступенчатого насоса. Также благоприятным для многоступенчатых насосов окажется сравнение расхода воды на сальниковые уплотнения и выравнивание осевого давления. Так как зачастую не удается выдержать равенства наружных диаметров (в тех случаях, когда требуется уменьшить чрезмерно высо-

кое число оборотов одноступенчатого насоса), приходится прибегать к увеличению наружного диаметра колеса, что приводит к еще большему относительному повышению потерь в одноступенчатом насосе.

Очевидно, преимущество многоступенчатого насоса остается безусловным до тех пор, пока к. п. д. мотора не начнет ухудшаться в связи с пониженным числом оборотов, и, кроме того, до тех пор, пока увеличение стоимости насоса и мотора, связанное с большим числом ступеней, будет окупать достигаемую насосом экономию мощности.

Так как в многоступенчатых насосах увеличение потерь с увеличением диаметра менее заметно, чем у одноступенчатых насосов, то очевидно, что отношение наружного диаметра рабочего колеса D_2 к D_1 может быть принято бо́льшим, чем в насосе одноступенчатом: чем больше число ступеней, тем бо́льшим может быть принято это отношение. Благодаря этому в ряде случаев количество ступеней может быть уменьшено, так как оно обратно пропорционально квадрату наружных диаметров.

b) Насосы „многопоточной“ системы (параллельная установка рабочих колес). Параллельное включение нескольких колес дает возможность уменьшить наружный диаметр колеса, т. е. увеличить число оборотов по сравнению с одноступенчатым насосом (фиг. 5а). Мы будем сравнивать между собой обе указанные конструкции, принимая, что соотношения, рассмотренные в обеих конструкциях, выбраны наивыгоднейшими, чему соответствуют геометрически подобные друг другу очертания рабочих колес. Кроме этого, как и прежде, величина подачи, высота напора, а следовательно, и мощность обоих насосов, принимаются одинаковыми. Так как при этом совпадут также и треугольники скоростей, то, следовательно, и скорости при входе и при выходе из рабочего колеса будут также одинаковыми. Поэтому, при j колесах сечения каналов меняются обратно пропорционально j, а следовательно, все длины, в частности, и диаметр, меняются пропорционально $\sqrt{j}$. При этом соотношение потерь будет следующим:

1. Гидравлические потери. Так как в выражении для потерь напора по уравнению (39) отношение $\frac{L}{d}$ остается постоянным, то изменение гидравлических потерь можно отнести исключительно за счет возможного изменения коэфициента λ. Очевидно, что коэфициент λ будет для обоих случаев различен в связи с изменением второго и третьего членов указанного уравнения (39а), так как в них величина d меняется обратно пропорционально $\sqrt{j}$. Потеря на преобразование скоростей и давление и на повороты будет в обоих случаях одинакова.

2. Потеря через зазор, потеря на трение рабочего колеса о воду и на трение в подшипниках. Сечение F_l зазора одного колеса уменьшается пропорционально j. Так как величины μ_l и H_{pl} в уравнении (16) не меняются, то полная величина потерь через зазоры j колес будет такой же, как и для насосов с односторонним всасыванием.

Потери на трение рабочего колеса о воду также будут в обоих случаях одинаковы, так как сумма боковых поверхностей j рабочих колес равняется боковой поверхности единственного рабочего колеса, а окружные скорости одинаковы. При этом, однако,

при применении сдвоенного колеса (с двусторонним всасыванием) по сравнению с колесом с односторонним всасыванием ее относительная величина уменьшается в два раза.

Так как веса рабочих колес меняются пропорционально $\left(\frac{1}{\sqrt{j}}\right)^3$, то общий вес всех j рабочих колес равен $j\left(\frac{1}{\sqrt{j}}\right)^3 = \frac{1}{\sqrt{j}}$ от веса единственного колеса, благодаря чему следует ожидать некоторого уменьшения потерь от трения в подшипниках, так как окружная скорость цапф в подшипниках остается без изменения.

В общем можно сказать, что если сравнить одноступенчатый насос с двухсторонним всасыванием с насосом с несколькими параллельно работающими рабочими колесами, то у последнего вследствие разделения потока и связанных с ним гидравлических потерь при том же числе лопаток следует ожидать некоторого незначительного ухудшения к. п. д. Если же сравнивать этот последний с одноступенчатым насосом с односторонним всасыванием, то в связи со значительным уменьшением потерь на трение рабочих колес о воду и на трение в каналах, а также лучшей формой лопаток следует ожидать даже некоторого улучшения к. п. д.

Существенным недостатком многопоточных насосов (т. е. с параллельно работающими колесами) является то, что колеса приходится сажать во избежание слишком длинных валов возможно ближе друг к другу. Это приводит к тому, что при подводе воды к колесу приходится делать крутой поворот и условия входа ухудшаются, вызывая (§ 78) опасность появления кавитации. Способность всасывания также уменьшается по сравнению с одиночным колесом, поэтому имеется стремление применять вместо насосов с параллельно работающими колесами обычные насосы, снабженные зубчатой передачей между мотором и насосом.

J. КАВИТАЦИЯ

76. ПРИЧИНЫ И СЛЕДСТВИЯ

Если внутри насоса давление в жидкости падает в какой-либо точке ниже давления, соответствующего давлению паров жидкости при имеющейся температуре, то начинается выделение пара (§ 2), и внутри у поверхностей насоса образуются пространства, наполненные паром и выделившимися газами. Это явление, называемое *кавитацией*, давно известное в поршневых насосах, в насосах центробежных заслуживает еще большего внимания. Всякое падение давления в потоке связано с соответственным повышением скорости, что во многих отношениях действует весьма неблагоприятно. Оторвавшаяся от поверхности вода ввиду отсутствия всякого тормозящего ее воздействия, подходя вновь к стенке, ударяет в нее. Количество выделившихся газов настолько мало, что оно не может дать какого-либо амортизирующего эффекта точно так же, как и пар, который под влиянием внезапного повышения давления очень быстро конденсируется. Благодаря неупругому удару работа насоса сопровождается шумом — от самого легкого до весьма громких ударов, которые становятся невыносимыми для окружающих и вызывают

недопустимые колебания во всей машине. Далее ввиду ударного характера всего явления весьма затрудняется и обратное преобразование скорости в давление. Надо еще добавить, что потери от трения о стенки также увеличиваются в местах кавитации. Все это вызывает, понятно, большую потерю энергии и связанное с ней падение к. п. д.

Третье и наиболее неприятное следствие кавитации — это **разъедание материала** (эрозия). Для того чтобы предел упругости остался непревзойденным, давление в месте удара потока о стенку (если пренебречь амортизирующим действием газа) не должно превосходить величины [1]

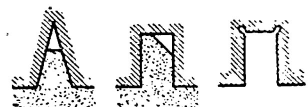
$$p = \frac{\gamma}{g} w_n \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2}, \qquad (1)$$

Здесь w_n — нормальная составляющая относительной скорости; a_1 — скорость звука в жидкости; a_2 — та же скорость в материале стенки. Для воды [2] $a_1 = 1\,437$ *м/сек*; при 13,7° С, для железа $a_2 = 5\,124$ *м/сек*, для латуни $a_2 = 3\,479$ *м/сек*. Из уравнения (1) при $\gamma = 1\,000$ *кг/м* действие воды на железо вызывает давление, равное (в *кг/см²*)

$$p = 11{,}4\, w_n, \qquad (1a)$$

а при действии на латунь —

$$p = 10{,}3\, w_n. \qquad (1b)$$



Фиг. 165. Углубления, вызывающие возрастание скоростей.

Скорость удара w_n значительно увеличивается, когда имеются углубления, изображенные на фиг. 165. Если эти углубления имеют острые углы, то там образуется наибольшее давление, поэтому эти углы разъедаются в первую очередь [3]. Давление также значительно повышается вследствие того, что пузырьки пара, двигающиеся по направлению потока, в местах удара мгновенно сокращаются и исчезают (из-за конденсации), что равноценно еще дополнительному удару. При этом газы, заключавшиеся в них, сжимаются (под одновременным действием внешней работы, совершаемой давлением, и работы внутренней, совершаемой конденсацией паров) до давления в несколько тысяч атмосфер [4]. Процесс разъедания материала стенок представляют себе таким образом, что вода, ударяющая в стенку, сперва образует микроскопические углубления в местах наименьшей прочности материала, вызванных либо обработкой, либо вкраплениями (например, графита). Эти микроскопические углубления по вышеуказанным соображениям усиливают процесс разъедания и, таким образом, являются в дальнейшем очагами разрушения материала. Этим самым может быть объяснен губчатый (дырчатый) характер струк-

---

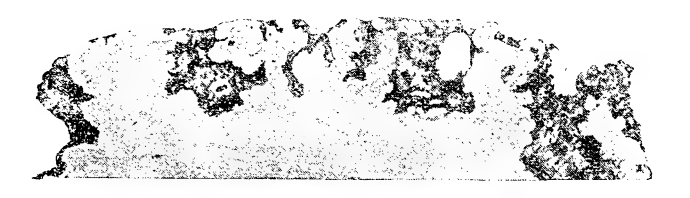
[1] Hutte, т. 1, изд. 26, стр. 424.
[2] Hütte, т. I., изд. 26, стр. 450.
[3] См. Thoma, Die Kavitation bei Wasserturbinen, Hydraulische Probleme, изд. VDI, стр. 67.
[4] Föttinger, Kavitation und Korrosion, Hydraulische Probleme usw., стр. 14 и след., далее, Ackeret, Kavitation. Handbuch der Experimentalphysik, изд. Wien-Harms, т. 4, часть 1, стр. 463 и след., Leipzig, Akad. Verlagsges. 1931, или Eschér Wyss. Mitt. 1930, стр. 28 и след.

туры материала после разъедания (фиг. 165a [1] и 165b [1]). Этим же объясняется и значительное влияние качества обработки поверхности [2].

Приведенные рассуждения показывают, что кавитация при малых скоростях w_n, т. е. при малых давлениях, не вызывает разъедания [3]. Во всяком случае надо, однако, сказать, что наблюдающиеся разрушения стенок должны относиться, главным образом, к механическому воздействию, как то было показано Феттингером (Föttinger) при опытах со стеклянными стенками. Только этим можно объяснить, что в некоторых, особо невыгодных, случаях разрушение лопаток наступало уже через несколько часов работы. Химические процессы играют в этом явлении



Фиг. 165a. Изъеденная при кавитации поверхность отливки.



Фиг. 165b. Разрез отливки фиг. 165a.

также значительную роль. Пузырьки выделившихся газов, находящиеся под действием удара воды, т. е. под очень большим давлением, и значительно повышающие благодаря кратковременности действия сил свою температуру, весьма активны химически, особенно в тех случаях, если они вдавливаются в углубления металла, лишенного пленки окиси. Как только на поверхности металла образовались углубления или тонкие трещинки, в них будет собираться газ, увеличивая дальше свою разрушительную деятельность.

В ряде случаев играют известную роль также и электрические явления гальванического характера, причем для них имеют большое значение свойства воды. Однако при интенсивном (быстропротекающем) разъедании материала стенок все же наиболее существенным фактором является механическое воздействие потока.

---

[1] Заимствовано из Escher Wyss Mitt., 1930, стр. 33.

[2] W. Hahn, Z. VDI, т. 75 (1931), стр. 1283.

[3] См. также E. Honegger, Metallerosion durch Wasser und Dampf, Verh. 2 int. Kongr. f. Techn. Mech., Zürich u. Leipzig 1927, стр. 347. Опыты над большим количеством металлов, подвергавшихся при атмосферном давлении периодическому влиянию тонкой струи воды, дали уменьшение веса $k \cdot (125 - c)^2$, где c — относительная скорость воды в *м/сек*. Таким образом, при скорости в 125 *м/сек* разъедание равно нулю. Акерет указывает, однако, в Schweiz. Bauztg, т. 98 (1931), стр. 309, что при скорости $c = 50$ *м/сек* имеются разъедания.

Весьма важным является то, что разъедание начинается не в месте отрыва воды от стенки, т. е. не в месте наименьшего давления, а ниже, по направлению потока, там, где происходит удар воды о стенку.

Выбор материала. Безусловно правильнее избегать появления кавитации, чем бороться с разрушением материала путем надлежащего его выбора. Но во многих случаях приходится рассчитывать на возможность появления кавитации. Это бывает в тех случаях, когда для удешевления и упрощения установки приходится принимать большие числа оборотов и большие высоты всасывания (или недостаточный напор притекающей воды в том случае, если насос подает горячую воду). В этих случаях явления кавитации весьма возможны, и в соответствии с этим приходится применять материалы, достаточно хорошо сопротивляющиеся разъеданию. От этих материалов требуется неутомляемость, значительная прочность и большой процент удлинения в совокупности с хорошей сопротивляемостью химическим воздействиям. Совершенно недопустимы хрупкие материалы, как стекло или чугун (фиг. 165a и b). Чугун перлитового строения значительно более устойчив[1]. Вязкие бронзы, применяющиеся для судовых винтов, в центробежных насосах не дают особо хороших результатов. Литая сталь с небольшим содержанием хрома и никеля также подвержена сильным разъеданиям. По опытам над турбинами Каплана[2] литая сталь с большим содержанием хрома весьма хорошо противостоит разъеданию. Применение этой стали, однако, ввиду ее высокой цены и трудности обработки возможно только в исключительных случаях. Опыты в лаборатории завода J. M. Voith Heidenheim[3] показали весьма хорошие свойства нержавеющей стали. Заслуживает внимания сделанное при этом заключение, что многие материалы имеют в смысле разъедания устойчивость большую, чем можно было бы ожидать, основываясь на их прочности.

Весьма эффективным оказалось применение защитных покрытий и особенно наваривание на поверхности устойчивых против коррозии материалов[4], последнее, однако, требует большой тщательности в выполнении. Совершенно непригодным оказалось покрытие из резины. Дальше укажем еще раз на весьма большое значение качества обработки поверхностей. Всякие шероховатости, в том числе и следы обработки в виде рисок и т. п., должны быть устранены.

Кроме того, надо указать, что наблюдается „коррозийная усталость" металлов, в особенности у стали. За счет этого явления, как показали опыты Мак Адамса[5] (Mc. Adams) и др.[6], прочность материалов снижается до $^{2}/_{3}$ и далее (при этом опыты производились с водой). Весьма интересно, что по упомянутым английским опытам наиболее устойчивыми в смысле разъедания при кавитации являются как раз те материалы, которые обладают наибольшей устойчивостью в отношении „коррозийной усталости". Из этих соображений весьма существенно указание § 103 о

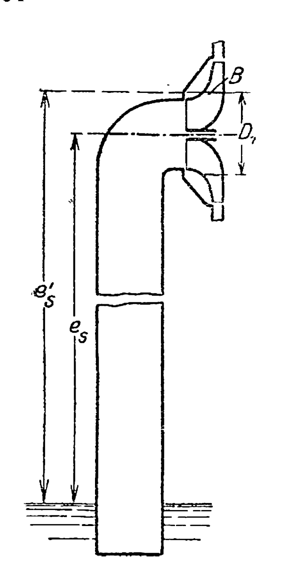
---

[1] См. также работу Honegger'a, указанную в предыдущей сноске.
[2] Engineer, 1930, 17 октября, стр. 418 и след.
[3] Hahn, Z. VDI, т. 75 (1931), стр. 1293 и след.
[4] Engineering, 1932, стр. 366 и след.
[5] См. Thoma, Z. VDI, 1930, стр. 719 и 1773, 1931, стр. 997; Z. Maschinenbau, 1931, стр. 700.
[6] См. упомянутые в начале § 103 опыты Wöhler-Instituts der Techn. Hochschule Braunschweig.

том, что стержни, поверхность которых была предварительно подвергнута обработке давлением (обжата, откована), обладают повышенным сопротивлением против коррозии[1], ибо это значит, что от них можно ожидать также и повышенной стойкости при кавитации.

77. НАИБОЛЬШАЯ ДОПУСТИМАЯ ВЫСОТА ВСАСЫВАНИЯ

Наибольшая допустимая высота всасывания определяется опасностью возникновения кавитации. В насосе местом наименьшего давления целесообразно считать высшую точку B окружности входа в рабочее колесо (фиг. 166), хотя обычно кавитационные явления и не развиваются в указанном месте. Во всяком случае расстояние e_s' от этой точки до уровня воды в питающем насос бассейне будет наибольшим.



Фиг. 166. Высота всасывания e_s' центробежного насоса.

Фиг. 167. Изменение к. п. д. и расхода в зависимости от высоты всасывания при одинаковом напоре и числе оборотов.

Обозначим в метрах водяного столба через:

$H_t = \frac{p_t}{\gamma} 10\,000$ давление пара при данной температуре воды (p_t в $кг/см^2$.

γ — удельный вес воды в $кг/м^3$, см. § 1);

A — атмосферное давление или в случае, если насос засасывает воду из закрытого сосуда, давление в нем;

H'_{sw} — сумму всех потерь во всасывающем трубопроводе вплоть до точки B; в эти потери войдут потери от трения в трубопроводе, потери от изменения сечения и направления потока и от удара при входе на рабочее колесо (в случае наличия последнего).

[1] См. также Thum, Z. VDI, т. 75 (1931), стр. 1328 и след.

При этих обозначениях получим давление в точке B

$$H_1 = A - e_s' - H_{sw}' - \frac{c_1^2}{2g}. \tag{2}$$

Наибольшая высота всасывания, при которой начинается явление кавитации, определится тем, что в этом случае $H_1 = H_t$; отсюда получаем наибольшее значение высоты всасывания

$$e'_{s\,\max} = A - H_t - H'_{sw} - \frac{c_1^2}{2g}. \tag{3}$$

Если подсчитать по этой формуле допустимую высоту всасывания для обычных условий, то мы получим для $e'_{s\,\max}$ значение свыше 9 *м*, т. е. значение, лежащее значительно выше наблюдаемых на практике высот.

Так, например, автор настоящего курса исследовал в 1923 г. всасывание девятиступенчатого насоса высокого давления; опыт производился таким образом, что при постоянном числе оборотов и постоянной суммарной высоте напора постепенно повышалась величина разрежения у всасывающего патрубка (путем прикрывания задвижки во всасывающем трубопроводе) и в то же время измерялась величина подачи. При этом фланцы и сальники были смонтированы настолько тщательно (плотно), что даже при высоком разрежении воздух в насос проникнуть не мог. Очевидно, что в таких условиях величина подачи должна была оставаться постоянной до тех пор, пока не начиналось явление кавитации. На фиг. 167 показана действительная величина подачи воды в зависимости от разрежения, т. е. от суммы $e'_s + H'_{sw} + \frac{c_1^2}{2g}$ в сантиметрах ртутного столба. Кривая A относится к 2 600 об/мин, кривая B — к 2 500 об/мин. Температура воды и барометрические давления указаны на фигуре. Как видно, расход воды через насос остается постоянным при возрастании разрежения до тех пор, пока разрежение не достигнет величины 6,8 *м* вод. ст. (около 50 *см* рт. ст.), при достижении этой величины разрежения подача насоса (расход) начинает резко падать и при разрежении, равном давлению паров при данной температуре, подача прекращается совершенно; к. п. д. при этом падает по кривой A_1, построенной для 2 600 об/мин. Кривая C, нанесенная пунктиром, относится к такому же опыту, но произведенному с насосом при условиях, соответствующих нормальным условиям эксплоатации насосов, т. е. когда уплотнения во всасывающем трубопроводе и сальнике произведены без особой тщательности. Из полученной кривой можно видеть, что проникающий во всасывающий трубопровод воздух понижает подачу насоса сразу же по возникновении разрежения.

Из опыта следует, что уравнение (3) дает значение для допустимой высоты всасывания на 3 *м* большее действительно допустимой высоты. Можно было бы предположить, что это явление объясняется выделением растворенного в воде (не проникающего через неплотности) воздуха, в связи с чем и уменьшается величина подачи. Безусловно, при понижении давления от атмосферного A до H_1 часть растворенного в воде воздуха должна выделиться, так как по указаниям § 3 вода при 20° и при любом давлении растворяет воздух (имеющий это же давление) в количестве 0,02 от своего объема. Так как с понижением давления объем

воздуха увеличивается в $0{,}02\ \frac{A}{H_1}$ раз, то из воды в форме пузырьков выделится $0{,}02\left(\frac{A}{H_1}-1\right)$ доля объема воздуха. При этом, однако, выделение частиц воздуха должно начаться уже при малых разрежениях, т. е. вызвать постепенное падение характеристики насоса (кривой подачи). Так как в действительности этого не наблюдалось, то указанное выделение пузырьков воздуха никак не может служить причиной установленного из опытов резкого падения величины подачи. Скорее это следует объяснять тем, что внутри насоса имеются места, в которых давления оказываются меньшими, чем в точке B. Если обозначить разность давлений между точкой B и точкой с наименьшим давлением через Δh, то вместо уравнения (3) надо записать

$$e_{s\ \max}' = A - H_t - H'_{sw} - \frac{c_1^2}{2g} - \Delta h\,. \tag{4}$$

Если провести указанный выше опыт на одноступенчатом насосе, то иногда оказывается, что кривая к. п. д. незадолго до начала падения снова поднимается, т. е. что при начале кавитации к. п. д. оказывается лучше, чем при нормальном режиме работы (фиг. 214b). Это можно объяснить тем, что при начале срыва происходит некоторое уменьшение трения о стенки, а ударов о них, порождающих потери, еще не имеется.

78. МЕСТА НАИМЕНЬШИХ ДАВЛЕНИЙ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ ЗНАЧЕНИЯ Δh

Как показывает классическая гидродинамика, образование пустот внутри безвихревого потока жидкости невозможно[1]; оно возможно лишь у ограничивающих ее стенок. Так как в направляющем аппарате и колесе абсолютное движение идеальной жидкости всегда безвихревое, то места наименьшего давления должны находиться у стенок канала. Благодаря же влиянию вязкости в жидкости образуются вихри, центры которых представляют, как это указано в § 21, точки наименьшего давления. И в действительности, например, при работе судовых винтов внутри жидкости наблюдают образование пустот[2]. Аналогичные явления могут происходить, очевидно, и в центробежных насосах.

Причинами понижения давления Δh внутри насоса могут быть следующие:

а) Давление на лопатку. На фиг. 168b показаны кривые распределения давления вдоль поверхности крыла, имеющего профиль, изображенный на фиг. 168a, полученные Геттингенской лабораторией[3]. Распределение давления дано для трех различных углов атаки δ. Из диаграмм видно, что подъемная сила образуется, главным образом, за счет разрежения на верхней поверхности крыла.

Этому понижению давления в центробежном насосе соответствует понижение давления $\Delta h'$ при входе в канал между лопатками, на которое было указано уже в § 38 при исследовании давления на лопатку. Однако

---

[1] См. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, нем. перевод 1931 г.
[2] Föttinger, Hydraulische Probleme usw., стр. 19.
[3] Ergebn. d. aerodynam. Versuchsanstalt zu Göttingen, III Lief. München u. Berlin 1927, стр. 132.

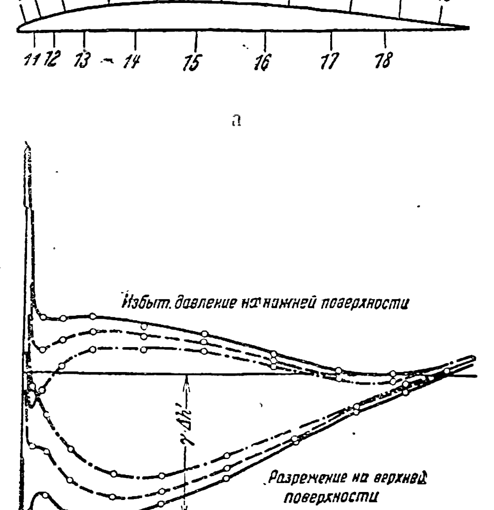
для радиального колеса это падение давления на небольшом расстоянии от входа исчезает под влиянием центробежной силы, как это видно на фиг. 169. Имеющееся там пересечение линий давления можно объяснить явлениями, описанными ниже (в этом же параграфе в п. b, β) и происходящими при обтекании входной кромки лопатки[1]. Во всяком случае точку наименьшего давления надо искать на задней стороне лопатки, недалеко от ее входной кромки[2]. Таким образом вода втекает в канал, как в область малого давления, почему и понятно, что насос вообще всасывает.

Аналитическое определение величины разрежения $\Delta h'$, вызываемого лопаткой, возможно, если исходить из уравнения (34) § 43, определяющего величину давления на лопатку Δh_1, так как последнее согласно сказанному обусловлено, главным образом, разрежением на задней стороне лопатки. Если считать разрежение $\Delta h'$ пропорциональным давлению на лопатку Δh_1, то из уравнения (34) получаем

$$\Delta h' = \varphi\, \Delta h_1 = \frac{30}{\pi} \varphi \frac{Q' H_{th}}{n z\; S b_1}, \quad (5)$$

или для $Q' = 2 r_1 \pi\, b_1 c_{0\,m}$

$$\Delta h' = 60 \varphi \frac{r_1 c_{0\,m} H_{th}}{z S n}. \quad (5a)$$



Фиг. 168a и 168b. Профиль крыла (№ 587, Геттингенской лаборатории) и соответствующие распределения давления при углах атаки $\delta = 4{,}2°$; $2{,}8°$; $1{,}4°$.

Коэфициент φ вследствие уже указанного влияния центробежной силы при радиальном входе значительно меньше, чем при осевом, и поэтому для радиальных лопаток при $\frac{r_2}{r_1} \geqslant 2$ $\varphi = 0{,}25$. При уменьшении $\frac{r_2}{r_1}$ φ растет и при $\frac{r_2}{r_1} = 1{,}5$ может достигать величины 0,5, так как в этом случае влияние центробежной силы уменьшается.

При лопатках двоякой кривизны с достаточно определенным осевым входом и $\frac{r_2}{r_1} < 1{,}5$ (фиг. 170a) $\varphi = 0{,}6$ до $0{,}8$.

При осевых лопатках $\varphi = 1 \div 1{,}4$.

Для промежуточных форм лопаток следует брать соответственно средние значения φ.

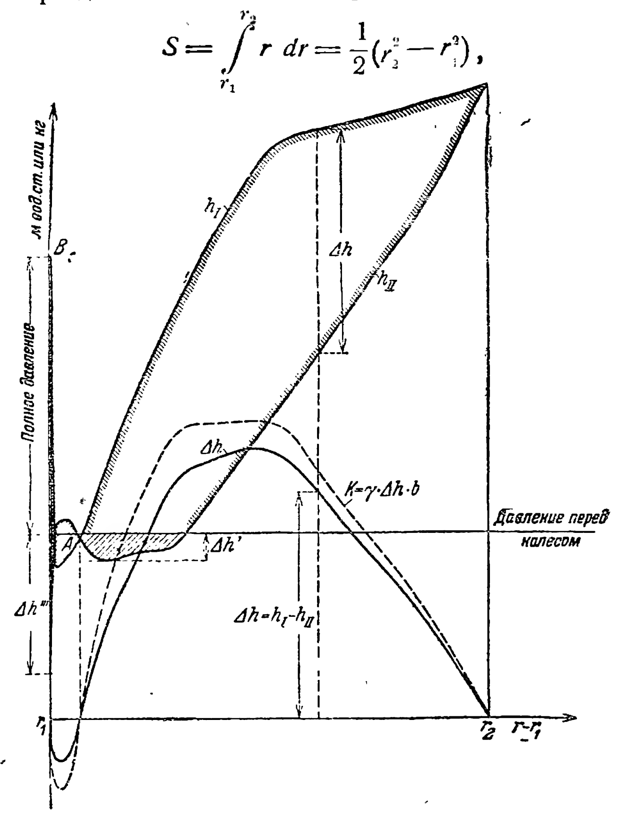
---

[1] См. сноску 2, стр. 273.

[2] См. приведенную в сноске 2 к стр. 202 работу Closterhalfen, также Hagmayer, Messungen des Druckverlaufs über Lauf- und Leitschaufel usw. Dissertation Braunschweig 1932, из которой взята фиг. 169. Далее S. Uchimaru, J. Fakulty Engng., Tokio imp. Univ., т. XVI, № 6 (сентябрь 1925) и указанную в сноске 1, стр. 220, работу Yendo, стр. 59.

Изменение величины β имеет значение, поскольку при неработающих входных участках лопаток (§ 34) φ меньше, чем при сильно нагруженных. Упомянутые значения φ относятся к безударному входу и при уменьшении коэфициента подачи $\frac{Q_x}{Q}$ (см. конец § 56) они также уменьшаются. Для радиальных лопаток

$$S = \int_{r_1}^{r_2} r\,dr = \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2),$$



Фиг. 169. Изменение давления на лопатку в радиальном колесе при безударном входе в зависимости от радиуса r. h_I — давление на переднюю поверхность; h_{II} — давление на заднюю поверхность; $K = \gamma\,\Delta h\,b$ — нагрузка на единицу длины лопатки; $\Delta h'$ — разрежение, вызванное нагрузкой на лопатку; $\Delta h'''$ — разрежение, вызванное изменением направления при обтекании кромки; $r - r_1$ — расстояние по радиусу от входной кромки лопатки.

далее, по уравнению (5)

$$\Delta h' = \frac{60}{\pi}\,\varphi\,\frac{Q' H_{th}}{n\,z\,b_1\left(r_2^2 - r_1^2\right)}, \tag{6}$$

или, после подстановки $n = \frac{60\,u_1}{2\,r_1\pi}$,

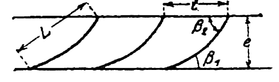
$$\Delta h' = 4\,\pi\,\varphi\,\frac{c_{0m}}{u_1}\,\frac{H_{th}}{z\left(\frac{r_2^2}{r_1^2} - 1\right)}. \tag{7}$$

Точно так же для осевых лопаток

$$\Delta h' = 2\varphi\pi \frac{r}{e}\frac{c_{0m}}{u}\frac{H_{th}}{z}, \tag{8}$$

так как в этом случае $r_1 = r_2 = r$, $u_1 = u_2 = u$ и $S = \int dx \cdot r = r\int dx = r \cdot e$, где e — длина лопатки, измеренная в осевом направлении (фиг. 170), или, так как $\frac{2r\pi}{z}$ равно шагу лопаток t

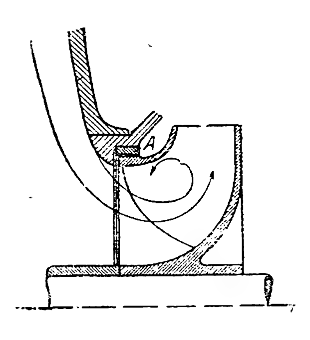
$$\Delta h' = \varphi \frac{t}{e}\frac{c_{0m}}{u} H_{th}. \tag{9}$$



Фиг. 170. Лопатки осевого насоса.

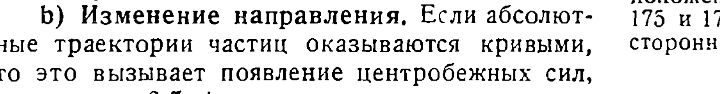
Осевая лопатка с крылообразным профилем рассматривается особо в п. с § 94.

При других видах лопаток $\Delta h'$ определяется по уравнению (5) или (5а) путем подстановки соответственных значений статических моментов S для линий тока в меридиональной плоскости (см. конец § 42).



Фиг. 170а. Взаимное расположение частей фиг. 175 и 176 насоса с двусторонним всасыванием.

Надо обратить внимание на то, что величина $\Delta h'$ изменяется пропорционально напору и обратно пропорционально несущей „длине" лопатки. Для многоступенчатых насосов в предыдущие уравнения следует вместо величины H_{th} подставлять лишь часть ее, приходящуюся на первую ступень.



b) Изменение направления. Если абсолютные траектории частиц оказываются кривыми, то это вызывает появление центробежных сил, которые по § 5, b в свою очередь вызывают понижение давления в направлении к центру кривизны. Такие изменения направления имеют место в следующих точках:

α) Перед входом на лопатку. В случае радиального колеса поток должен не задолго перед лопаткой изменить направление из осевого в радиальное (фиг. 61). Из-за этого давление в точке A'' делается больше, а в точке A' меньше, чем то, которое было бы при прямолинейном течении. Между контуров боковых поверхностей колеса будет проходить линия средних скоростей (см. также фиг. 67а). Если c_{0m} будет скорость на ней, а c_{0i} — скорость на внутренней граничной поверхности, то уменьшение давления выразится

$$\Delta h'' = \frac{c_{0i}^2 - c_{0m}^2}{2g}. \tag{10}$$

Если для приближенной оценки явления подсчитать соотношения для плоского колена с общим центром кривизны в меридиональной плоскости, то, применяя закон площадей, можно показать, что средняя скорость c_{0m} будет иметь место в точках с радиусом

$$\rho_m = \frac{\rho_a - \rho_i}{\ln\frac{\rho_a}{\rho_i}} = \frac{b_1}{\ln\frac{\rho_a}{\rho_i}}, \tag{11}$$

где ρ_a и ρ_i — радиусы кривизны стенок. Так как $c_{0i} = c_{0m}\frac{\rho_m}{\rho_i}$, то уравнение (10) дает

$$\Delta h'' = \frac{c^2_{0m}}{2g}\left[\left(\frac{\rho_m}{\rho_i}\right)^2 - 1\right] = \frac{c^2_{0m}}{2g}\left[\left(\frac{b_1}{\rho_i \cdot \ln\frac{\rho_a}{\rho_i}}\right)^2 - 1\right]. \qquad (12)$$

Так как поверхности стенок обычно не имеют общего для них в меридиональном сечении центра кривизны, то приходится ограничиваться теми случаями, когда эти центры в осевом направлении отстоят друг от друга не очень далеко. Кроме того, поток в действительности не плоский, а симметричный относительно оси, так что даже в случае общего центра кривизны для всех линий тока средняя скорость будет иной. Ввиду этого уравнение (12) пригодно лишь для предварительных (ориентировочных) подсчетов. Более точный расчет можно произвести, взяв за основу вместо закона площадей уравнение (19а) § 7. При этом получается, что при отклонении потока на 90°, т. е. при хорошем подводе воды к колесу вдоль его оси, соотношения не столь неблагоприятны, как при конструкции, показанной на фиг. 170а, в которой поток отклоняется при входе на 180°. Насосы с подобным входом не годятся для больших высот всасывания или высокой быстроходности.

Однако отклонение потока даже на 90° также наносит ущерб работе насоса, что может быть заключено на том основании, что неправильности в изготовлении, например, острые края, утолщения, выступы и т. п. в точке A' (фиг. 61), понижают высоту всасывания и к. п. д.

Влияние отклонения потока усиливается при расходах, сильно отличающихся от расхода безударного входа, особенно при отличии их в сторону увеличения. Это относится и к направляющему аппарату, несмотря на имеющееся за колесом избыточное давление[1]. Всем этим может быть объяснено то, что в центробежных насосах при расходах, близких к нулю, появляется шум, характерный для кавитации.

Наличие ряда колен в всасывающем трубопроводе (расположенных в разных плоскостях) сообщает потоку в соответствии с указаниями в конце § 28 вращательное движение, в результате которого в колесо потоком вносятся „полые вихревые нити“. При больших насосах это вращение может образоваться еще во всасывающей трубе в том случае, если притекание к ней (к ее храпку) происходит несимметрично (касательно мер борьбы с этим см. § 112, фиг. 299).

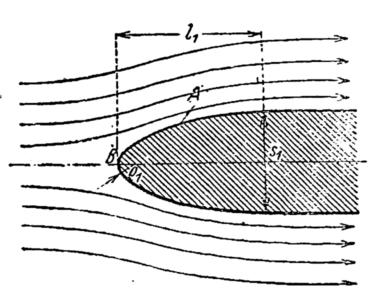
β) При обтекании лопатки из-за ее конечной толщины. Помимо влияния давления лопатки и сужения сечения канала, обусловленного конечной толщиной лопаток, при обтекании передней кромки лопатки имеет место понижение давления, которое вызвано только лишь связанным с этим обтеканием отклонением потока и сопутствующим ему появлением центробежных сил. Наибольшее понижение давления имеет место в точке A (фиг. 171). В точке разветвления B вся скорость преобразуется в давление. На участке BA это избыточное давление падает, переходя в разряжение, характер изменения давления

---

[1] Hahn, Die Entwicklung der Speicherpumpen, Z. VDI, т. 74 (1930), № 25, особенно фиг. 4.

показан на фиг. 171а (линия I на косоизображенной лопатке [1]). Распределение давления получено Поттером [2] по методу источников-точек для различных форм закругления концов лопаток в предположении изолированной лопатки, находящейся в безграничном плоском и невязком ламинарном потоке. Как и следовало ожидать, разрежение тем более, чем короче участок для перехода к полной толщине лопатки, т. е. чем меньше отношение $\frac{l_1}{s_1}$ (фиг. 171) и чем больше отличается радиус закругления ρ_1 от некоторой наивыгоднейшей величины. Если обозначить через w_0 скорость невозмущенного относительного потока перед лопаткой, то падение давления можно определить из выражения

$$\Delta h''' = \psi \frac{w_0^2}{2g}. \qquad (13)$$



Фиг. 171. Обтекание кромки лопатки. A — точка наибольшего разрежения; B — критическая точка; l_1 — длина заостренной части лопатки.

При этом коэфициент ψ:

при профиле, изображенном на фиг. 171 . . . . $\psi = 0{,}38$
при топорообразном заостренном профиле той же длины l_1 $\psi = 0{,}45$
при профиле, изображенном на фиг. 171, но с бо́льшим радиусом закругления ρ_1 . . . . $\psi = 0{,}5$ до $0{,}6$
при закруглении по полуокружности $\rho_1 = 0{,}5 s_1 = l_1$ . . . $\psi = 1{,}25$

При больших относительных скоростях притекания это понижение давления достигает значительной величины. Так, например, при $w_0 = 20$ *м/сек* $\left(\text{чему соответствует } \frac{w_0^2}{2g} \approx 20 \text{ м}\right)$ понижение давления $\Delta h'''$ при указанных выше коэфициентах ψ будет достигать величины, лежащей в пределах между 7,6 и 25 *м*, так что даже при высоте всасывания, равной нулю, должна появиться кавитация.

Однако явления, имеющие место в пограничном слое, вызывают некоторое уменьшение этого разрежения [3]. Кроме того, зона разрежения

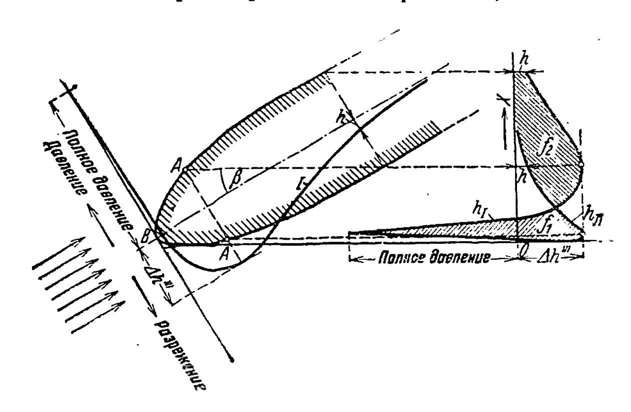
---

[1] Наклон выбран для того, чтобы лучше объяснить пересечение кривых давления (фиг. 169) влиянием конечной толщины лопаток, так как на правой стороне фиг. 171а (кривые которой вычерчены так же, как и на фиг. 169) это пересечение также имеет место. Имеющиеся на фиг. 171а положительная и отрицательная площади давления f_1 и f_2 указывают на то, что начальный участок лопатки конечной толщины передает потоку работу, несмотря на выполнение его средней линии как не передающей работы. То, что на фиг. 169 разрежение $\Delta h'''$ с задней стороны лопатки больше, чем с передней (влево от точки A), можно объяснить несимметричным заострением начала лопатки и начинающейся здесь передачей давления. Далее надо обратить внимание на то, что из-за искривления линии тока при входе отсутствие удара может действительно иметь место лишь вблизи серединной линии тока.

[2] Pötter, Über den Einfluss des Kopfes von Schaufelprofilen bei Kreiselrädern auf die Kavitation. Dissert. Aachen, 1927; Föttinger, Hydraulische Probleme, стр. 54 и след.; Weinig, Wasserkraft u. Wasserwirtsch., 1932, тетр. 7 и 9; H. Holl, Forschung, т. 3 (1932), тетрадь за май.

[3] При обтекании круглого цилиндра коэфициент ψ должен был бы быть равным 3, однако опыты дают $\psi \approx 1$.

настолько коротка, что при не слишком большой скорости w_0 значительных срывов с передней кромки не наблюдается. Поэтому определенную по уравнению (13) величину $\Delta h'''$ следует исправить, умножая ее на некоторый дробный коэфициент, однако о величине последнего пока еще ничего не известно. Надо добавить, что контролировать закругление кромки чрезвычайно затруднительно и дорого: в то же время незначительные изменения в очертании входной кромки могут вызвать значительные изменения величины $\Delta h'''$. Но все же понижение давления $\Delta h'''$ действительно имеет место и при этом по величине значительно превосходит $\Delta h'$, как то и показывает экспериментально полученная диаграмма фиг. 169. Отсюда можно сделать окончательное заключение, что для достижения большей высоты всасывания необходимо применять маленькие радиусы закругления ρ_1 и большие длины переходных участков l_1. Заостренная форма входных концов лопаток, описанная в § 34,а с нерабочим входным участком (фиг. 68), так же может быть рекомендована в том случае, если угол у точки E будет заменен плавным переходом.



Фиг. 171а. Распределение давления у кромки прямой осевой лопатки. Давления отложены слева от средней линии лопатки (линия I), а в зависимости от расстояния по оси x — справа (линии h_I и h_{II}) Ср. фиг. 169.

Фиг. 172. Образование разрежения в зазоре между лопаткой и стенкой.

γ) В зазоре. При рабочем колесе, выполненном с открытыми рабочими каналами, т. е. без одной из стенок колеса, как то имеет место в быстроходных насосах (фиг. 233а) и особенно в осевых насосах (фиг. 211b), в зазоре между колесом и кожухом вследствие разности давлений имеет место появление вихрей, аналогичных вихрям, сходящим с концов крыльев самолета [1]; возникновению таких вихрей весьма сильно способствует наличие у лопаток острых краев. При увеличении давления на лопатку этот вихрь увеличивается и при достаточно большом разрежении на задней стороне лопатки, т. е. при больших высотах всасывания, имеющееся внутри вихря, разрежение вызывает образование паров, что приводит к сильному разъеданию кожуха и лопаток. Известно, что при колесах с большим напором конструктивное невыполнение одной из стенок у колеса довольно рискованно.

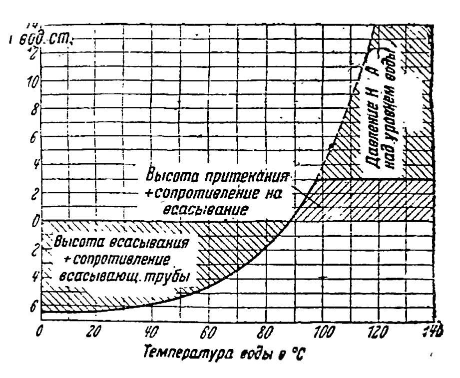
c) **Сужение сечения.** В § 68 уже указывалось, что ненормально большое число лопаток, т. е. значительное сужение входного сечения

[1] См. также Escher Wyss. Mitt, 1931, тетр. 2/3, стр. 69.

канала из-за конечной толщины лопаток связано с резким снижением характеристики.

d) Сопротивление трения оказывает такое же влияние, что и сужение сечения. Отсюда следует, что стенки при входе в кожух и колесо должны быть максимально гладкими, т. е. хорошо обработанными. Кроме того, надо избегать гидравлически невыгодных форм сечений каналов в колесе и перед ним; особенно следует избегать острых углов в каналах и вытянутых прямоугольных сечений.

Определение Δh в уравнении (4) для аналитического определения допустимой высоты всасывания следует определить величину Δh, входящую в уравнение (4), при этом, понятно, понижения давления $\Delta h'$, $\Delta h''$ и т. д., определенные раньше, не должны быть просуммированы просто, так как они относятся к различным точкам. Точно так же не надо забывать, что явление срыва усиливается, если в соседних точках имеет место сильное понижение давления. Так, например, само по себе мало опасное понижение давления $\Delta h'''$ в точке A (фиг. 171), описанное в п. b, β, станет опасным, если вблизи A будет иметь место другое понижение давления $\Delta h'$, вызванное давлением лопатки [по уравнениям (5)—(9)], или если на все явления наложится еще понижение давления $\Delta h''$ [по уравнению (12)], вызванное поворотом потока при входе в колесо.



Фиг. 173. Наибольшая допустимая манометрическая высота всасывания для различных температур воды.

Поэтому в каждом частном случае для определения величины Δh необходим весьма тщательный анализ обстановки. Во многих случаях оказывается правильным считать

$$\Delta h = \Delta h' + \Delta h'' \qquad (14)$$

и одновременно учитывать долю величины $\Delta h'''$, приходящуюся на ту же область, наряду с этим определяют также и величину $\Delta h = \Delta h'' + \Delta h'''$; при этом нужно иметь в виду, что уравнение (13) дает преувеличенное значение для $\Delta h'''$. Эта последняя сумма тем важнее, чем быстроходнее колесо, так как в этом случае относительная скорость входа увеличивается.

Величины определенных выше разрежений быстро возрастают при увеличении скорости, т. е. при увеличении подачи. Таким образом понижение характеристики насоса в области больших подач следует приписать влиянию кавитации, появляющейся в одном (или сразу нескольких) из указанных мест.

Из аналогичных рассуждений ясно, почему при увеличении числа оборотов насоса к. п. д. растет только до определенного предела и затем падает.

79. МЕРОПРИЯТИЯ ДЛЯ ИЗБЕЖАНИЯ КАВИТАЦИИ И ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ БОЛЬШИХ ВЫСОТ ВСАСЫВАНИЯ

Из уравнения (4) следует, что допустимая высота всасывания для насоса может быть повышена путем следующих мероприятий:

а) **Мероприятия, не связанные с изменением конструкции самого насоса.**

α) Расположение насоса невысоко над уровнем моря, так как при этом атмосферное давление A наиболее велико. Последнее колеблется во времени на $\pm 5\%$ около следующих средних значений:

высота над уровнем моря	0	500	1 000	2 000 *м*
атмосферное давление A	10,3	9,7	9,2	8,1 *м* вод. ст.

При этом в расчетах следует пользоваться значениями, уменьшенными на 5%.

β) Подача возможно более холодной воды, так как в этом случае, согласно таблице водяных паров (§ 2), велико значение H_t. Для того чтобы дать ясное представление о влиянии температуры воды, на фиг. 173 изображена в зависимости от температуры воды кривая изменения наибольших допустимых манометрических высот всасывания, относящихся к уровню точки B [наивысшей при входе в рабочее колесо (фиг. 166)], т. е. кривая, изображающая выражение $e'_{s\,\max} + H_{sw} + \frac{c_e^2}{2g} = A - H_t - \Delta h$, где c_e обозначает скорость в сечении, в котором измеряется разрежение, а H_{sw} обозначает напор, теряемый из-за сопротивлений и относящийся к тому же сечению трубы. При построении этой кривой атмосферное давление было принято равным 10 *м*, т. е. $A = 9{,}5$ *м*, $\Delta h = 3$ *м*. Таким образом уже при температуре, большей 89° С, всякое давление во всасывающем патрубке, более низкое, чем имеющееся над свободной поверхностью воды в питающем насос резервуаре становится недопустимым.

Если температура воды выше, чем температура кипения, соответствующая данному барометрическому давлению, т. е. если идет дело о подаче горячей воды (питание паровых котлов), то давление над поверхностью уровня всасываемой воды соответствует давлению парообразования H_t, т. е. наименьшему возможному давлению. Таким образом в уравнении (4) $A = H_t$, иначе говоря,

$$e'_{s\,\max} = -H_{sw} - \frac{c_1^2}{2g} - \Delta h. \tag{15}$$

Все члены правой части стали теперь отрицательными; высота всасывания становится таким образом напором притекания:

$$(-e'_s)_{\min} = H_{sw} + \frac{c_1^2}{2g} + \Delta h, \tag{15a}$$

который, понятно, не зависит от температуры и по меньшей мере должен быть равен суммарному сопротивлению всасывающего трубопровода плюс скоростной напор при входе на рабочее колесо, плюс дополнительное разрежение Δh.

Уравнения (15) и (15а) годятся для конденсационных насосов, забирающих воду из поверхностных конденсаторов паровых турбин.

Так как в насосах для горячей воды или конденсата над поверхностью уровня всасываемой воды имеет место наименьшее возможное давление, то целесообразно и употребительно соединять всасывающий патрубок насоса при помощи пароотводящего трубопровода с пространством над уровнем всасы-

ваемой воды с тем, чтобы пар, образовавшийся при входе, мог быть отведен. В последнее время делаются попытки устранить отрыв в местах наименьшего давления добавлением холодной воды [1].

В горячей воде содержится значительное количество тепла. С другой стороны, теплота парообразования уменьшается при увеличении давления. Поэтому, поскольку в данном случае рассматриваются насосы с большим напором на каждую ступень, то становится понятной повышенная чувствительность насосов для горячей воды к кавитации, так же как и их меньший объемный к. п. д.

γ) Стремление уменьшить сопротивление и тщательное уплотнение всасывающего трубопровода. В соответствии с этим следует применять возможно короткие трубопроводы, больших диаметров в свету, избегать резких поворотов и особенно — расположения колен в различных плоскостях. Для определения размеров всасывающего трубопровода обычно принимают скорость в нем равной 1—2 *м/сек*, так что при переходе к всасывающему патрубку насоса приходится площадь трубопровода уменьшить вдвое. Предпочтительней всего иметь короткие вертикальные трубопроводы. Если в связи с местными условиями такого рода установка неосуществима, то для того, чтобы избежать образования воздушных мешков, сужающих сечение трубы и могущих привести к обрыву столба воды в ней, всасывающий трубопровод следует прокладывать с подъемом в сторону насоса не меньше 2 *см* на погонный метр. Если по местным условиям невозможно избежать при прокладке линии участков, лежащих выше соседних, то в верхних точках следует устанавливать приспособления для отсоса воздуха (обычно их делают инжекторного воздухоструйного типа). Горизонтальные конические переходы (фиг. 174) следует выполнять так, чтобы верхняя образующая конуса была горизонтальной.

Во избежание проникновения воздуха в трубопровод через неплотности в нем весь всасывающий трубопровод следует проверить до присоединения его к насосу на непроницаемость гидравлическим давлением. Если трубопровод прокладывается в земле, то раструбные соединения следует предпочесть фланцевым.

При больших диаметрах всасывающей трубы расположение и устройство засасывающего воду отверстия в колодце и самого колодца должны быть таковы, чтобы не возникало закручивания воды, притекающей к отверстию всасывающей трубы.

δ) Включение добавочного насоса [2], расположенного возможно глубже и работающего при малом числе оборотов. Особую, применяющуюся в малых установках, конструкцию для засасывания с больших глубин представляет собой эжектор, работающий водой, подаваемой из нагнетательного трубопровода основного насоса, и находящийся в нижнем конце всасывающего трубопровода (фиг. 174а).

b) Мероприятия, связанные с конструкцией самого насоса. Эти мероприятия для многоступенчатых насосов касаются только первой его ступени.

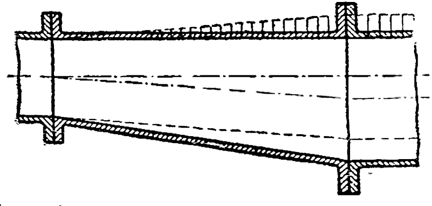
α) Маленькие относительные скорости входа в колесо [уравнение (13)]. Радиальные насосы засасывают при одинаковых нагрузках лучше. чем насосы, имеющие осевой подвод воды и малые отноше-

---

[1] Германский патент 518178 Klein, Schanzlin u. Becker, см. далее Arch. Wärmewirtsch. 1931, тетр. 10, стр. 299.

[2] Z. ges. Turbinenwes., 1911, стр. 140

ния $\frac{D_2}{D_1}$, и лучше, чем осевые насосы, у которых $\frac{D_2}{D_1} = 1$. Это приводит таким образом к применению возможно меньшего удельного числа оборотов n_s. Также выгодным оказывается удлинение лопаток в осевом направлении (в сторону всасывающего патрубка) без одновременного уменьшения диаметра колеса D_2, так как все это уменьшает нагрузку на лопатку.



Фиг. 174. Устранение воздушных мешков во всасывающих трубопроводах.

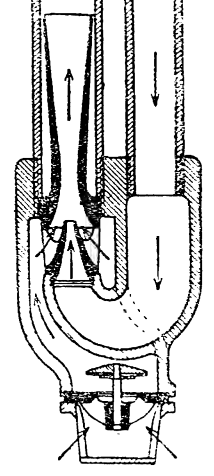
β) Закругление входных кромок лопаток при большой величине отношения $\frac{l_1}{s_1}$ (где l_1 — длина утончающейся части лопатки, s_1 — ее толщина) и возможно меньшей толщине лопатки s_1 (фиг. 171).

γ) Малая нагрузка лопатки помимо указанного увеличения длины лопатки за счет большего отношения $\frac{D_2}{D_1}$ и за счет вынесения входных кромок лопаток внутрь осевой части канала колеса получается в результате принятия:

1. Малого напора на каждую ступень, т. е. большого числа ступеней, которое при этом должно быть обусловлено уменьшением числа оборотов, а не диаметра колеса. При многоступенчатых насосах иногда целесообразнее делать на меньший напор лишь первую ступень. Однако эта мера должна применяться с осторожностью, ибо вследствие того, что число оборотов должно остаться тем же, первое колесо неизбежно становится при этом конструктивно сходным с быстроходными и, следовательно, чувствительным к кавитации.

2. Мало нагруженного начального участка лопатки (§ 34).

3. Большой ширины входа b_1 рабочего колеса[1], т. е. уменьшения меридиональной скорости c_{0m}.



Фиг. 174а. Приспособление для глубокого всасывания с обратным клапаном (Ernst Vogel. Stockerau b. Wien).

Отметим, что ненормально большое число лопаток приводит к ухудшению работы насоса вследствие сужения входного сечения [2].

δ) Отсутствие резких изменений направления при входе в колесо получается в результате тщательного выполнения канала, подводящего воду к колесу, или устройства направляющего аппарата при входе в колесо.

ε) Гладкие стенки и гидравлически выгодные сечения.

---

[1] Flügel, Hydraulische Probleme, стр. 154, где соответствующие „добавки" взяты слишком большими.

[2] См. указанную в 1-й сноске к § 102 работу Theunissen'а.

φ) Внешнего ограничения (одной из стенок) у рабочего колеса можно не делать лишь при малых высотах всасывания.

Были попытки устранять срыв на задней стороне лопатки путем выполнения прорезов в начале лопатки (по схеме разрезных крыльев) [1], однако эти попытки не увенчались успехом.

Если во всасывающую трубу вводить дополнительный воздух, то при наличии кавитации наблюдается уменьшение колебаний (сотрясений машины) и некоторое понижение расхода [2]. Добавочный воздух вводили и через специальные каналы непосредственно к местам кавитации, это также приводило к успешным результатам.

80. ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ ДЛЯ КАВИТАЦИИ

Принимая во внимание большие трудности, которые представляет собой предварительный расчет кавитации, стремятся полученные при опытах данные переносить с достаточной степенью точности на другие условия работы. Определяющее кавитацию понижение давления Δh уравнения (4), как то было указано в § 78, при подобных конструкциях пропорционально теоретическому напору H_{th} или квадрату скорости, т. е. напору H. Если, например, при опыте было получено значение

$$\Delta h = A - H_t - \left(H'_{sw} + \frac{c_1^2}{2g} + e'_{s\,\max}\right) = A - H_t - H_s,$$

где H_s — манометрическая высота всасывания, отнесенная к высшей точке входа, то по Тома [3] имеется определенное значение соотношения

$$\sigma = \frac{A - H_t - H_s}{H}, \tag{16}$$

при переходе которого (в сторону уменьшения) имеющееся „запасное" давление $A - H_t - H_s$ оказывается недостаточным для компенсации падения давления Δh. Определенная таким образом величина σ может быть применена для нахождения при данной высоте всасывания H_s наибольшего напора или при данном напоре — наибольшей высоты всасывания. При насосах для горячей воды также должно учитываться и влияние температуры на давление паров (член H_t уравнения).

Определенное значение σ уравнения (16), однако, пригодно лишь для конструкций, подобных модельной, или для одного и того же определенного удельного числа оборотов (коэфициента быстроходности) n_s, т. е. оно является функцией последнего и увеличивается при увеличении быстроходности.

Это изменение в определенных границах можно учесть формулой Флюгеля [4]:

$$\sigma_1 = \frac{A - H_t - H_s}{\frac{w_1^2}{2g}}, \tag{17}$$

---

[1] Германский патент 443163.

[2] Miyagi O., Technol Rep. Tôhoku Univ., т. 9, № 2 (1930), стр. 290.

[3] Z. VDI, 1925, стр. 332.

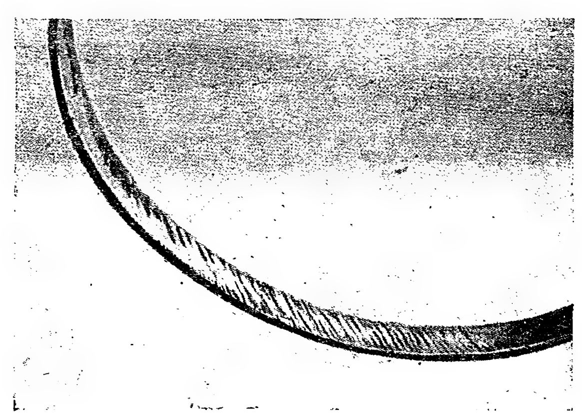
[4] Hydraulische Probleme, изд. VDI, 1925, стр. 164.

которая применима при наличии законченного расчета колеса. Систематических опытов по определению величины σ и зависимости ее от удельного числа оборотов до сих пор еще не производилось.

80а. ТИПИЧНЫЕ ПРИМЕРЫ РАЗЪЕДАНИЯ СТЕНОК И ЕГО ПРИЧИНЫ

Обычно, рассматривая и изучая разъеденные места стенок, оказывается довольно трудным установить процесс срыва жидкости. Кроме того, надо иметь в виду, что причиной разъедания может явиться и не только кавитация.

На фиг. 175 видна часть уплотняющего кольца *A* (фиг. 170а) насоса для холодной воды, которое было разъедено водой, протекающей через зазор со стороны высокого давления. Имеющееся резкое изменение направления

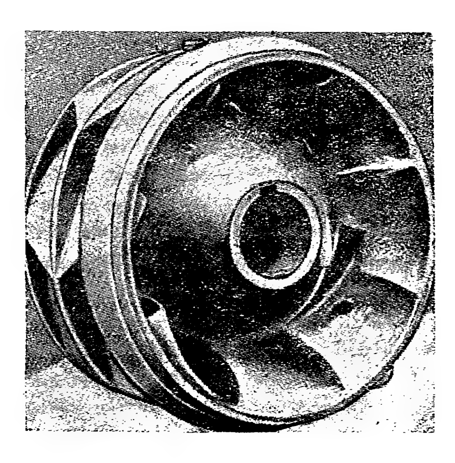


Фиг. 175. Кольцо *A* из насоса, изображенного на фиг. 170а.

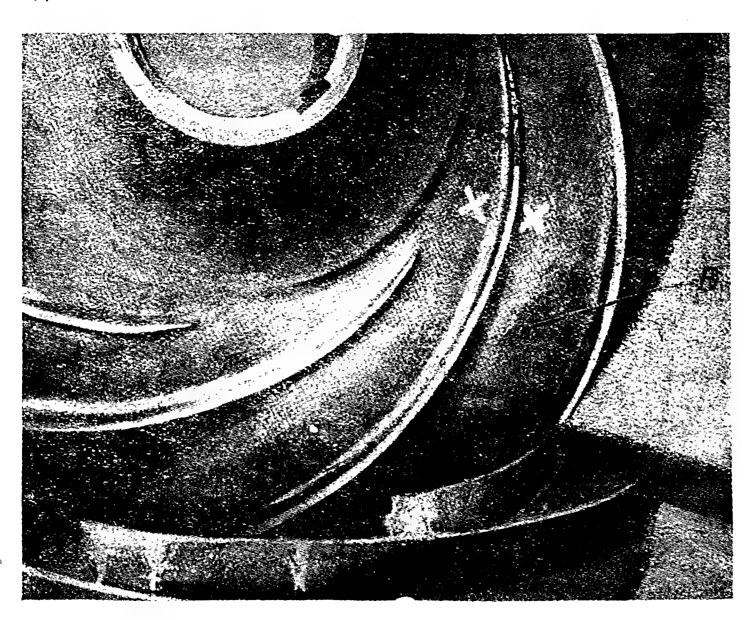
течения на 180° привело к срыву перед колесом, и возникшие при этом „пустоты" распространились внутрь зазора уплотнения. Параллельное направление канавок не оставляет никакого сомнения в том, что причиной разъедания была кавитация. Колесо этого же насоса показано на фиг. 176. Повреждение лопаток н а ч а л о с ь с п е р е д н е й с т о р о н ы лопаток и привело после нескольких дней работы к образованию отверстий и к отламыванию кусков передней части лопаток. Сперва трудно себе представить, каким образом могло образоваться разъедание на передней („напорной") стороне лопаток, так как при нормальной работе в этой области не могут иметь места понижения давления. Объяснение этого заключается в том, что отрыв от стенок начался еще д о к о л е с а и, естественно, что при встрече потока с лопатками удары оказываются более сильными о переднюю, а не о заднюю стенки лопаток.

На фиг. 177 видны обе (разрез в плоскости, перпендикулярной валу) части бронзового колеса первой ступени большого насоса. Места повреждений, помеченные мелом на нижней части (фиг. 177) колеса, начинаются точно так же на передней стороне лопаток, так как срыв, как и в предыдущем случае, произошел еще до колеса. Кавитация была настолько сильна, что после 20 час. работы начальные участки некоторых лопаток совершенно разрушились (это видно, например, у лопатки, помеченной двумя крестиками на стоящей части колеса). Всех этих явлений можно было бы избежать путем применения входного направляющего аппарата и перехода к лопаткам двоякой кривизны. Далее, надо заметить, что после того, как лопатка укоротилась (вследствие разрушения ее начала), в канале перед той же лопаткой (находящейся между двумя отметками-крестиками) место разъедания передвинулось к середине боковой стенки канала (*B* на фиг. 177) и сконцентрировалось в том месте, где должна находиться ось относительного вихря в канале (фиг. 72).

Большое сходство с чистой кавитацией имеют явления, при которых разрушение происходит из-за высокого содержания газов в воде (или вызвано в значительной мере им), так как выделение газов из воды также связано с возникновением разрежений. Следствием является то, что и при этом явлении обычно повреждается первая ступень. Однако разрежения могут и не быть столь большими, как при чистой кавитации. В этом случае в зависимости от свойств выделяющегося газа должны играть большую роль также и химические процессы. Колесо, изображенное на фиг. 177а[1], было разъедено весьма сильно после трехнедельной работы с газосодержащей водой. Повреждения оказались в тех же характерных местах, которые были указаны в конце предыдущего примера. Эффективным средством борьбы с вредным влиянием газов является устройство перед самым насосом воздушного колпака, внутри которого собираются выделяющиеся газы, чему благоприятствует малая скорость протекания при одновременном резком изменении направления течения. Удаление газов из-под колпака достигается помощью эжектора, работающего водой, подаваемой насосом.



Фиг. 176. Колесо насоса, изображенного на фиг. 170а.

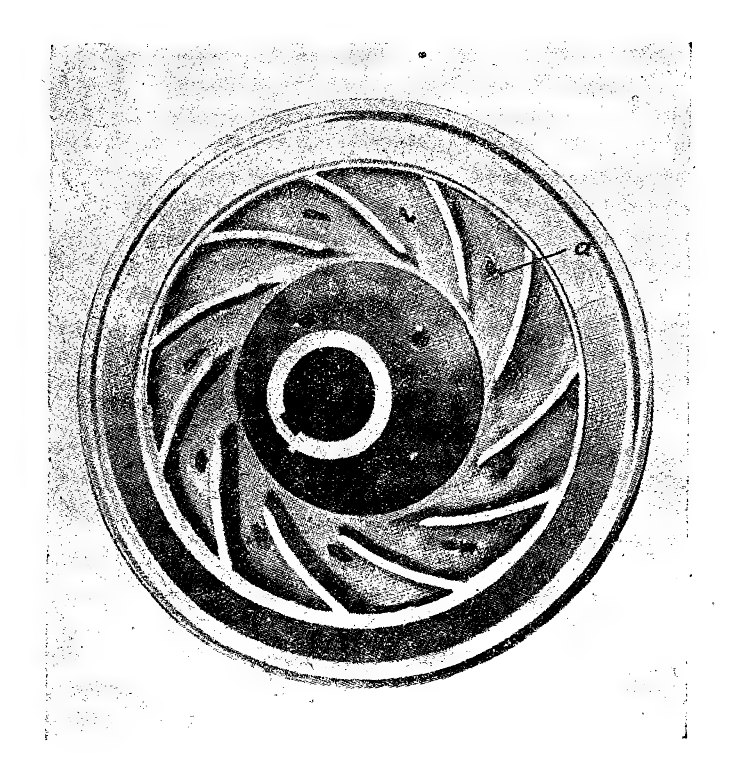


Фиг. 177. Повреждения рабочего колеса насоса. Рабочее колесо разрезано пополам.

Весьма важную роль играют электролитические процессы, главным образом, при подаче воды, содержащей соли и кислоты. Как известно,

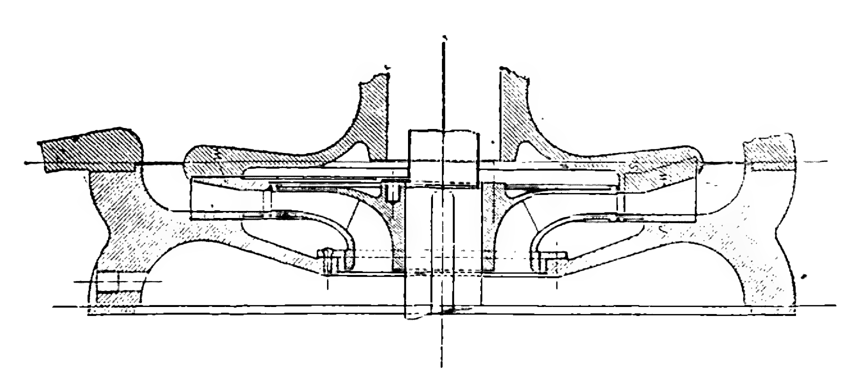
[1] Koneczny u. Oesch, Z. ges. Turbinenwes., 1914, стр. 199, откуда заимствована также и фиг. 177b.

все металлы могут быть сведены в „ряд напряжения“ (ряд Вольта), причем возникающая между двумя металлами разность напряжений тем больше, чем далее



Фиг. 177a. Разъедание колеса водой, содержащей газ.

в ряду отстоят эти металлы друг от друга. Этот ряд для наиболее часто встречающихся металлов таков: серебро, медь, олово, свинец, никель, железо, цинк, алюминий, магний.



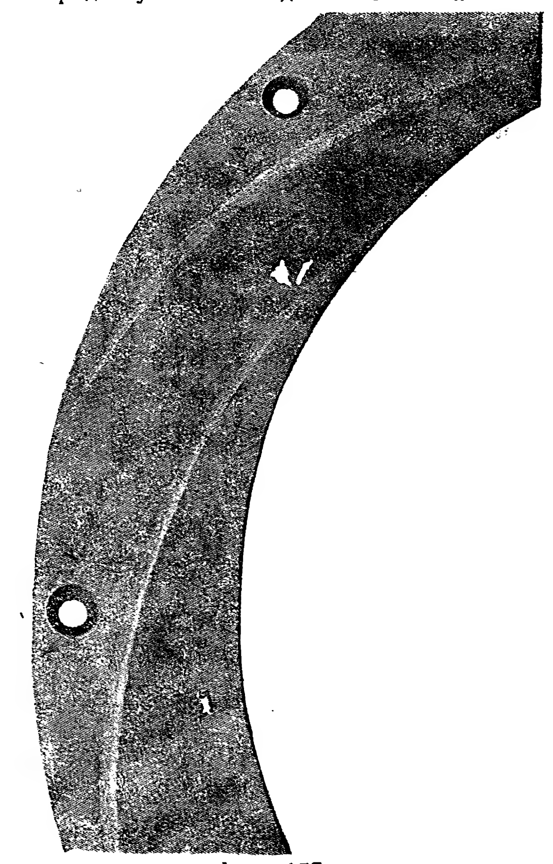
Фиг. 177 b. Разъедание водой, содержащей кислоты и соли, из-за электролиза. Углубление s имеет размер направляющих лопаток.

Если оба металла соприкасаются с подаваемой жидкостью, обладающей свойствами электролита, и соединены друг с другом проводником, то через

жидкость начинает течь ток от металла неблагородного к более благородному, причем менее благородный металл химически разрушается.

Как ведет себя чугун в присутствии бронзы, показывает фиг. 177b. Направляющие лопатки были отлиты из фосфористой бронзы заодно с кольцом *r* (фиг. 177b, правая часть) и прилегали к чугунной стенке *w*. После недолгой работы на стенке (см. правую часть фигуры) образовались углубления *s* как раз по форме направляющих лопаток, причем эти углубления имели острые края и гладкую поверхность. Их глубина была почти равна „высоте" лопатки, так что кольцо *r* можно было придвинуть почти до самой стенки *w*. Левая часть фиг. 177b показывает, что дальнейшее разъедание было предотвращено установкой кольца *w*, изготовленного из того же материала, что и лопатки.

Напряжение увеличивается при увеличении скорости протекания электролита вблизи электродов, этим можно объяснить то, что разъедание этого рода оказалось наиболее сильным у входа в направляющий аппраат. Фиг. 177c изображает бронзовый направляющий аппарат, в котором разъедание оказалось наиболее сильным вблизи входа в него. То, что в этом случае наиболее существенным было именно электролитическое воздействие, ясно из того, что сама лопатка не была затронута разъеданием, и из того, что на соприкасающейся с ней поверхности обозначались углубления по форме, подобные имевшимся в насосе фиг. 177b. В таких случаях, по всей вероятности, играют роль также и чисто химические и механические воздействия, влияние которых наиболее значительно в местах наибольших скоростей.



Фиг. 177 с.

Появлению электрических токов можно воспрепятствовать тем, что для соседних частей употреблять один и тот же металл. При применении сплавов необходимо, как указывает опыт, обеспечивать их однородность. Так как эта степень однородности зачастую не может быть установлена, то о возможности появления электрических токов можно убедиться путем опыта, составляя из материалов различных деталей, входящих в конструкции насоса, электрические пары и измеряя получающиеся напряжения, причем в качестве электролита следует брать подаваемую насосом жидкость. При этом можно также установить, который из двух материалов будет разрушаться.

Необходимо упомянуть о недавно установленном явлении [1], заключающемся в том, что разность потенциалов возникает и тогда, когда в одном месте поток имеет ламинарный, а в другом — турбулентный характер. Это наблюдение может быть существенно и для пояснения того факта, что в колесах (фиг. 177 и 177a) разъедания образуются там, где согласно фиг. 72 относительный вихрь в канале заметно понижает относительные скорости потока.

[1] Auerbach. AEG-Mschr. „Das Kraftwerk", Январь 1931, стр. 15 (Beilage der AEG-Mitt.)

К. ЗАКОНЫ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ. ИЗУЧЕНИЕ МОДЕЛЕЙ

81. КОЭФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ

Так как различные формы рабочего колеса, несколько освещенные в § 74, были получены как результат заданного при расчете числа оборотов и так как они отличаются друг от друга своей быстроходностью, то для точного охарактеризования их вводят понятие о коэфициенте быстроходности (удельном числе оборотов), — понятие, которое уже давно применяется в теории водяных турбин. Коэфициентом быстроходности n_s называется[1] число оборотов насоса, во всех деталях геометрически подобного рассматриваемому насосу, размеры которого подобраны так, что при высоте напора в 1 *м* передаваемая им полезная мощность равна 1 *л. с.*, т. е. величина подачи равна 75 *кг/сек*. При этом мы примем, что гидравлический к. п. д. геометрически подобных насосов будет при условии безударного входа одним и тем же, даже в том случае, если их величина подач, высоты напоров и числа оборотов различны. Размеры и число оборотов такого „единичного" или „эталонного" насоса можно определить следующим путем:

Число оборотов рассматриваемого (реального) насоса при высоте напора в 1 *м* должно быть по закону подобия (§ 61) равно $n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}}$ и величина подачи $Q_1 = \frac{Q}{\sqrt{H}}$. Теперь изменим пропорционально все размеры насоса с одновременным изменением числа оборотов так, чтобы высота напора осталась равной 1 *м*, но чтобы полезная мощность стала равной 1 *л. с.*, т. е. чтобы подача стала равной 0,075 *м*³/*сек*. Очевидно, что при этом скорости на окружностях входа и выхода из колеса должны остаться теми же, так как высота напора не изменилась. Поэтому же и скорость притекания c_s должна остаться без изменения. Очевидно, что для выполнения последнего условия квадрат диаметра D_s, а следовательно, и всех прочих размеров насоса, должен быть увеличен пропорционально отношению $\frac{0{,}075}{Q_1}$; очевидно, что при этом число оборотов изменится в отношении $\sqrt{\frac{Q_1}{0{,}075}}$. Полученное нами, таким образом, удельное число оборотов (так называемый коэфициент быстроходности) должно быть равно

$$n_s = n_1 \sqrt{\frac{Q_1}{0{,}075}} = \frac{n}{\sqrt{H}} \sqrt{\frac{1\,000\,Q}{75\sqrt{H}}} \tag{1}$$

или

$$n_s = 3{,}65\,\frac{n\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}}. \tag{2}$$

---

[1] Camerer, Z. ges. Turbinenwes., 1915, стр. 217.

Введя во второе выражение равенства (1) полезную мощность $N_n = \frac{1\,000QH}{75}$, получим

$$n_s = \frac{n\sqrt{N_n}}{H^{\frac{5}{4}}}. \qquad (3)$$

Это последнее выражение применяется в гидротурбиностроении.

При помощи понятия о коэфициенте быстроходности мы можем так же, как и в теории водяных турбин, разделить все насосы на группы: насосов быстроходных, средней быстроходности и тихоходных, устанавливая определенные граничные значения коэфициентов быстроходности для каждой группы. Чем больше величина подачи и чем меньше высота напора при данном числе оборотов, тем больше [по уравнению (2)] быстроходность насоса.

Общее представление о влиянии отдельных геометрических параметров на величину быстроходности можно себе составить, если подставить в уравнение (2), пренебрегая влиянием конечной толщины лопаток,

$$Q = \pi D_1 b_1 u_1 \operatorname{tg}\beta_1,$$

$$H = \eta_h H_{th} = \eta_h \frac{u_2 c_{3u}}{g} = \eta_h \frac{u_2(u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2)}{g(1+p)}$$

и ввести в эти оба уравнения

$$c_{2m} = \frac{Q}{\pi D_2 b_2} = \frac{D_1}{D_2}\frac{b_1}{b_2}u_1 \operatorname{tg}\beta_1, \qquad u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60}, \qquad u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}.$$

Тогда уравнение (2) приведется к виду

$$n_s = 3{,}65\,\frac{60}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{g}{\eta_h}\right)^{\frac{3}{4}} \frac{\frac{D_1}{D_2}\sqrt{\frac{b_1}{D_2}\operatorname{tg}\beta_1(1+p)^{\frac{3}{4}}}}{\left[1-\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2\frac{b_1}{b_2}\frac{\operatorname{tg}\beta_1}{\operatorname{tg}\beta_2}\right]^{\frac{3}{4}}}. \qquad (4)$$

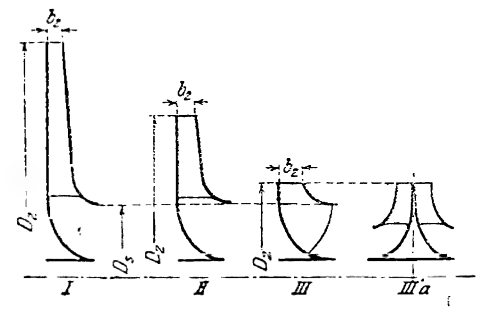
В этом уравнении имеются лишь отношения размеров колес. Таким образом n_s при всех числах оборотов и размерах данной модели колеса будет являться величиной постоянной, что и должно было получиться. Быстроходность по уравнению (4) тем больше:

1. Чем больше $\frac{D_1}{D_2}$ и $\frac{b_1}{D_2}$. Таким образом быстроходность при переходе от формы колеса *I* к форме *III* (фиг. 178) повышается. Увеличение быстроходности тем больше, чем больше угол β_1 лопатки при входе и, следовательно, чем больше скорость входа c_1 или c_s. Последнее указывает, что большая быстроходность при некоторых обстоятельствах влияет на допустимую высоту всасывания. Для фиг. 178 Q и H были приняты постоянными, так что D_s и D_1 при формах колеса *I*—*III* оставались неизменными. Наибольшей быстроходностью обладает, понятно, осевое колесо, при котором $\frac{D_1}{D_2} = 1$ (§ 93 и след.).

2. Чем меньше угол β_2 лопатки при выходе, т. е. чем сильнее назад загнута лопатка.

3. Чем больше p, т. е. [по уравнениям (22) и (25) § 42] чем меньше число лопаток и их рабочая (несущая) поверхность.

Теоретически число оборотов возможно повышать в любой степени, уменьшая угол β_2. При какой-либо определенной окружной скорости развиваемый напор будет тем меньше, чем ближе форма лопатки к форме неработающей лопатки, описанной в § 34. Однако большая быстроходность последней имеет место лишь для вполне определенной области значений коэфициента подачи (отношения подач) $\frac{Q_x}{Q}$. Если подача воды уменьшится, то давление возрастет в соответствии с относящейся к данному случаю характеристической кривой напоров, в результате чего n_s быстро уменьшится. Таким образом следует обратить внимание на то, что коэфициент быстроходности уменьшается при понижении величины $\frac{Q_x}{Q}$. Уменьшение β_2 обусловливает одновременно и уменьшение числа лопаток, так что условия 2 и 3 совпадают. Ввиду этого вообще необходимо одновременно принимать во внимание все вышеперечисленные условия.



Фиг. 178. Изменение быстроходности колеса от формы *I* до формы *III*. Быстроходность форм *III* и *IIIa* одинакова.

Коэфициент быстроходности может быть увеличен в любой степени за счет разделения потока на ряд параллельно работающих колес. Выполнение насоса многоступенчатым, наоборот, позволяет сколько угодно уменьшать коэфициент быстроходности. Однако в обоих только что указанных случаях говорится о коэфициенте быстроходности не одного колеса (ступени), а всего насоса в целом, причем насос сравнивается с одноступенчатым эталонным насосом, имеющим тот же коэфициент быстроходности. Так как при этом теряется представление о форме колеса и к. п. д., то рекомендуется значение n_s применять лишь в отношении одного колеса.

Пользование понятием коэфициента быстроходности в области насосостроения затруднено значительной взаимосвязанностью его со всасывающей способностью насоса и притом значительно большей, чем в области гидротурбостроения. Так как при увеличивающихся напорах скорость входа не может быть увеличена соответственно первым, то n_s для колеса с одинаковыми наружными формами падает при увеличении H.

Быстроходность центробежных насосов за последнее десятилетие значительно возросла и продолжает увеличиваться, так как подаваемые каждым из них количества воды все время увеличиваются. В случае привода от трехфазного мотора оказывает влияние еще и то обстоятельство, что хороший коэфициент мощности ($\cos\varphi$) легче получить (без того, чтобы воздушный зазор между статором и ротором мотора был очень малым) при высоком числе оборотов, чем при низком. Верхний предел быстроходности согласно § 78 и 79 определяется опасностью возникновения кавитации, последняя же в связи с указанной выше тенденцией развития современного насосостроения встречается все чаще и чаще, так что в настоящее время нередко пытаются выйти и из этого положения, вводя зубчатые передачи (редуктора) между мотором и насосом.

Безразмерное выражение для коэфициента быстроходности. Данное уравнением (2) или (3) выражение для коэфициента быстроходности имеет тот недостаток, что оно не безразмерно. Поэтому для стран с различными системами мер одна и та же машина будет иметь различное n_s. Например, между коэфициентом быстроходности n_s для метриче-

ской системы и для системы фунто-фута имеют место следующие соотношения:

$$\left.\begin{aligned} n_s \text{ (метр)} &= 4{,}45\, n_s \text{ (фунт-фут)}^1, \\ n_s \text{ (фунт-фут)} &= 0{,}225\, n_s \text{ (метр)}. \end{aligned}\right\} \quad (5-7)$$

Меры, входящие в уравнения (2) и (3), неудовлетворительны еще и тем, что число оборотов берется в минуту, а мощность отнесена к секунде; поэтому Тома[2] предложил ввести понятие удельной угловой скорости. Под этой последней он понимает угловую скорость насоса, который при высоте подачи, равной 1, при жидкости с удельным весом, равным 1, в поле сил тяготения с ускорением, равным 1, дает 1 полезной работы в 1 времени. Аналогично тому, как прежде были получены уравнения (2) и (3), теперь можно получить уравнения:

$$\omega_s = \omega \frac{\sqrt{Q}}{(gH)^{\frac{3}{4}}} = \omega \frac{\sqrt{A_n}}{H^{\frac{5}{4}} g^{\frac{3}{4}} \gamma^{\frac{1}{2}}}, \quad (8)$$

где

$\omega \left(= \frac{\pi n}{30}\right)$ — угловая скорость колеса насоса;

A_n ($= 75 N_n$) — его полезная мощность (в *кгм/сек*);

g ($= 9{,}81$ *м/сек*²) — ускорение силы тяжести;

γ — вес единицы объема (*кг/м*³).

Заключенные в скобки значения относятся к системе *м, кг, сек*. Для других систем мер или других определений подставляются другие величины, причем ω_s остается постоянным. Для $g = 9{,}81$ *м/сек*² и $\gamma = 1\,000$ *кг/м*³ значения удельных угловых скоростей Тома связаны со значениями удельных чисел оборотов (коэфициентов быстроходности) следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} n_s \text{ (метр)} &= 193{,}3\, \omega_s, \\ n_s \text{ (фунт-фут)} &= 43{,}47 \omega_s. \end{aligned}\right\} \quad (8a)$$

82. ПЕРЕСЧЕТ ПО ЗАКОНАМ ПОДОБИЯ

Если определенное колесо (натура) геометрически подобно увеличено или уменьшено, то хотя полученное таким образом новое колесо (модель) и будет иметь другие эксплоатационные данные, но гидравлически оно, понятно, подобно первому. Опыт показывает, что во избежание ошибок целесообразно, прежде чем выполнять насос в натуру, испытать его модель. Кроме того, иногда бывает весьма важно по данным, полученным для какой-либо определенной машины, определить (с достаточной точностью) таковые же для подобной машины, но больших или меньших размеров. Однако одного лишь полного подобия геометрических размеров недостаточно. Характер поверхности (шероховатость) должен быть также подобно изменен и должен быть принят во внимание закон Рейнольдса [уравнение (4) § 9], согласно которому поток во всех своих частях остается подобным только тогда, когда сохраняется то же значение $\frac{cD_2}{\nu}$. Так как в это выражение вместо любой скорости c может быть подставлено также и значение окружной скорости колеса u_2, то значение $\frac{u_2 D_2}{\nu}$ или $\frac{nD_2^2}{\nu}$ также должно оставаться постоянным. Если мы имеем дело с одной

[1] В системе фунто-фута n_s является числом оборотов насоса, который при напоре в 1 фут дает полезную мощность 550 фунто-фут в 1 сек., т. е. 1 л. с.

[2] Z. VDI, 1925, стр. 330, см. далее M. Weber, Die spezifischen Drehzahlen und andere Kenngrössen usw., Z. Schiffbau u. Schiffahrt, 1930.

и той же жидкостью одной и той же температуры, т. е. имеем постоянную кинематическую вязкость ν (фиг. 19), то равенство упомянутых выражений может быть достигнуто только лишь изменением числа оборотов. Таким образом испытания уменьшенных моделей натуры должны в том случае, если хотят получить полное соответствие характеристик для модели и натуры, производиться при соответственно большем числе оборотов, чем имеющиеся в машинах натуральной величины. Так как гидравлический к. п. д. при этом не меняется, то и полный к. п. д. во всех случаях, когда механические потери невелики (стр. 219), будет приблизительно одинаков.

Вполне понятно также, что притекание жидкости к насосу и отвод ее должны быть подобны. Особенно важно не упускать из вида закон подобия для кавитации [уравнение (16) § 80] и при уменьшенном напоре — соответственно уменьшать также и давление перед колесом или работать с горячей водой для того, чтобы σ оставалась постоянной.

Так как во многих случаях оказывается невозможным строго удовлетворить условие постоянства числа Рейнольдса, то желательно иметь соответственные формулы пересчета для к. п. д. Однако для центробежных насосов таковых еще не имеется. Для водяных турбин находит широкое применение формула Муди:

$$\eta = 1 - (1 - \eta_v)\left(\frac{D_v}{D}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \left(\frac{H_v}{H}\right)^{\frac{1}{10}}, \tag{9}$$

где D — основной линейный размер, например, диаметр колеса, а величины, касающиеся модели, отмечены индексом v. Так как $\frac{H_v}{H} = \frac{(n_v D_v)^2}{(nD)^2}$, то уравнение (9) может быть переписано[1]:

$$\eta = 1 - (1 - \eta_v)\left(\frac{D_v}{D}\right)^{0,45} \cdot \left(\frac{n_v}{n}\right)^{\frac{1}{5}}. \tag{10}$$

Пригодность этих уравнений для пользования по отношению к насосам требует еще проверки. Естественно, что коэфициент кавитации, т. е. число σ [по уравнению (16) § 80] должно быть одним и тем же.

Пересчет величин H, Q, N_n модели на натуру проводят весьма просто на основании нижеследующих рассуждений: если пренебречь изменением к. п. д., выраженным уравнением (10), то для соответственных точек $Q_x H_x$-диаграммы (фиг. 136) напор должен быть пропорционален квадрату окружной скорости или квадрату произведения nD. Он имеет, таким образом, величину

$$H = H_v\left(\frac{n}{n_v}\right)^2 \left(\frac{D}{D_v}\right)^2. \tag{11}$$

[1] Построение уравнения (10) соответствует закону Рейнольдса не вполне точно. Это соответствие имело бы место, если бы вместо показателя степени 0,45 подставить $\frac{2}{5} = 0{,}4$. Отклонения должны быть объяснены влиянием потерь на поверхностях скольжения.

Расход пропорционален произведению из площади сечения на скорость, т. е. растет пропорционально $D^2 \cdot nD = nD^3$, так что

$$Q = Q_v \frac{n}{n_v} \left(\frac{D}{D_v}\right)^3. \qquad (12)$$

При постоянном числе оборотов напор растет пропорционально квадрату, а расход пропорционально третьей степени диаметра.

Полезная мощность N_n пропорциональна произведению QH. Принимая во внимание оба приведенных соотношения, получим

$$N_n = N_{nv} \left(\frac{n}{n_v}\right)^3 \left(\frac{D}{D_v}\right)^5. \qquad (12a)$$

Здесь полезную мощность в равенстве (12a) можно заменить мощностью на валу, подставляя $N = \frac{1}{\eta} N_n$.

Возможно и наоборот, определить размеры действительной машины (натуры) и число оборотов, необходимые для того, чтобы она обеспечила заданные Q и H. Из уравнений (11) и (12) следует, если сперва исключить из них n, а затем D, что коэфициент увеличения линейных размеров

$$\lambda = \frac{D}{D_v} = \sqrt{\frac{Q}{Q_v}} \left(\frac{H_v}{H}\right)^{\frac{1}{4}} \qquad (13)$$

и число оборотов

$$n = n_v \sqrt{\frac{Q_v}{Q}} \left(\frac{H}{H_v}\right)^{\frac{3}{4}}. \qquad (14)$$

При помощи уравнения (13) последнее уравнение может быть приведено к виду

$$n = \frac{n_v}{\lambda} \sqrt{\frac{H}{H_v}}. \qquad (14a)$$

Уравнение (14) могло бы быть выведено непосредственно из выражения для коэфициента быстроходности (удельного числа оборотов), т. е. из уравнения (2).

Если при опытах с моделью была определена наибольшая допускаемая высота всасывания и таким образом известно значение σ в уравнении (16) § 80, то для натуры (действительной машины) наибольшая манометрическая высота всасывания будет равна

$$H_{s\,max} = A - H_t - \sigma H, \qquad (15)$$

а для данной высоты всасывания H_s наибольший напор

$$H_{max} = \frac{A - H_t - H_s}{\sigma}. \qquad (15a)$$

П р и м е р н ы й р а с ч е т[1]. Колесо насоса, рассчитанное в примере *III* § 45 вместе со спиральным кожухом и дававшее 1 050 *л/мин* при 9,9 *м* напора, имело диаметр $D_2 = 210$ *мм* и 1 450 об/мин. Эти данные кладутся в основу проектирования колеса для подачи 10 *м*³/*мин* при 25 *м* напора. Необходимо определить размеры колеса, число оборотов и наибольшую допустимую высоту всасывания, если последняя для малого колеса равнялась 7,5 *м* при температуре 20° С и давлении 750 *мм* рт. ст. (т. е. $A = 10{,}2$ *м* вод. ст.).

Коэфициент увеличения λ определяется из уравнения (13):

$$\lambda = \frac{D}{D_c} = \sqrt{\frac{10\,000}{1\,050}} \left(\frac{9{,}9}{25}\right)^{\frac{1}{4}} = 2{,}45.$$

Далее определяется диаметр колеса $D_2 = 2{,}45 \cdot 210 = 512$ *мм* и по уравнению (14а) — число оборотов

$$n = \frac{1\,450}{2{,}45} \sqrt{\frac{25}{9{,}9}} = 940 \text{ об/мин}.$$

20° С соответствует согласно § 2 давление насыщенных паров $H_t = 0{,}24$ *м*, так что

$$\sigma = \frac{10{,}20 - 0{,}24 - 7{,}5}{9{,}9} = 0{,}247.$$

Отсюда по уравнению (15) получаем значение наибольшей высоты всасывания для действительной машины, оно будет равно

$$H_{s\,max} = 10{,}20 - 0{,}24 - 0{,}247 \cdot 25 = 3{,}76 \text{ м},$$

т. е. с п о с о б н о с т ь к о в с а с ы в а н и ю з н а ч и т е л ь н о у х у д ш и л а с ь.

Иногда случается, что задана определенная мощность мотора, по которой приходится определять как размеры и число оборотов машины, так и величину подачи при заданном напоре, Применяя уравнения (11) и (12а), получаем, как и выше,

$$\lambda = \frac{D}{D_r} = \sqrt{\frac{N_n}{N_{nr}}} \left(\frac{H_v}{H}\right)^{\frac{3}{4}}, \tag{16}$$

$$n = n_v \sqrt{\frac{N_{nv}}{N_n}} \left(\frac{H}{H_v}\right)^{\frac{5}{4}}, \tag{17}$$

после чего Q определяется уравнением (12). В уравнениях (16) и (17) $N_n = \eta N$.

П р и м е р н ы й р а с ч е т. Следует рассчитать насос для водоотливной установки при напоре в 3 *м*, который непосредственно соединен с дизелем мощностью в 210 *л. с.* при $n = 300$ об/мин и который должен загружать дизель на 95%. Если к. п. д. насоса принят примерно равным 80%, то полезная мощность $N_n = 210 \cdot 0{,}8 \cdot 0{,}95 = 160$ *л. с.* Для определения размеров модели определяем по уравнению (3) коэфициент быстроходности:

$$n_s = n \frac{\sqrt{N_n}}{H^{\frac{5}{4}}} = 300 \frac{\sqrt{160}}{3^{\frac{5}{4}}} = 955.$$

---

[1] Суждение об особенностях натуральной машины по особенностям модели легче всего получить применением логарифмических диаграмм по § 65b, так как характеристики (напора), а также и кривые потребляемой мощности для обоих случаев конгруентны и сдвинуты параллельно друг другу на некоторое расстояние, которое легко определяется. Точно так же конгруентными остаются и кривые к. п. д., которые необходимо сдвигать параллельно оси абсцисс. Так как второй член уравнения (10) весьма прост, то пересчет к. п. д. производится без затруднений.

Таким образом, очевидно, придется применить пропеллерный насос (§ 96). Пусть имеющаяся в распоряжении и отвечающая этим требованиям модель имеет диаметр 915 *мм*, напор 4,25 *м*, расход 2,15 *м³/сек* и 592 об/мин. При этих данных

$$N_{nv} = \frac{2\,150}{75} \cdot 4{,}25 = 122 \text{ л. с.}$$

Коэфициент увеличения размеров по уравнению (16) равен

$$\lambda = \frac{D}{D_v} = \sqrt{\frac{160}{122}} \cdot \left(\frac{4{,}25}{3}\right)^{\frac{3}{4}} = 1{,}49.$$

Отсюда можно определить размеры насоса и по уравнению (12) величину подачи воды.

Подобие напряжений в материале Геометрическое подобие двух насосов сопровождается соответствием в отношении напряжений, вызванных избыточным давлением лишь в том случае, если напоры, т. е. произведения $n \cdot D$, равны. Если же этого нет, то напряжения увеличиваются пропорционально давлению.

Напряжение, вызванное собственным весом, растет пропорционально коэфициенту увеличения размеров λ или D. Деформация, вызванная собственным весом, растет пропорционально D^2, ввиду чего в некоторых случаях геометрическое подобие не может быть осуществлено.

Критическое число оборотов n_k вала (см. § 103) изменяется так, что $n_k D$ постоянно. Таким образом только при одинаковых окружных скоростях, т. е. при одинаковых давлениях, отношение $\frac{n}{n_k}$ будет неизменным.

83. БЕЗРАЗМЕРНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК

Изображение результатов опытов в виде характеристик, не имеющих размерностей, имеет то преимущество, что они окажутся не зависящими от применявшейся системы мер и таким образом могут быть одинаково использованы при любой принятой системе (*кгм* или фунт-фут).

a) **Аффинные характеристики.** При этих характеристиках по оси абсцисс откладываются отношения $\frac{Q_x}{Q}$, иначе говоря, относительная величина подачи, а по ординатам — значение $\frac{2gH_x}{u_2^2}$, т. е. коэфициент давления. При таком выборе переменных мы получим в области применимости закона аффинности только одну кривую в качестве характеристики напоров и несколько тесно расположенных кривых для к. п. д., из которых каждая соответствует определенному числу Рейнольдса nD^2 и определенному коэфициенту кавитации σ. Чрезвычайно малое различие между этими кривыми затрудняет их изображение.

b) **Характеристики по Веберу**[1]. Вместо трех переменных Q_x, H_x, n

[1] Die spezifischen Drehzahlen und die anderen Kenngrössen der Wasserturbinen, Kreiselpumpen, Windräder und Propeller als dimensionsfreie Kenngrössen der Ähnlichkeitsphysik, Z. Schiffbau u. Schiffahrt, 1930.

Вебер применяет для построения характеристик и характеристических поверхностей следующие переменные величины:

$$\left.\begin{aligned} &\text{удельный расход } K_Q = \frac{Q_x}{D^{\frac{5}{2}} g^{\frac{1}{2}}}, \\ &\text{удельный напор } K_H = \frac{H_x}{D}, \\ &\text{приведенное число оборотов } K_n = n\sqrt{\frac{D}{g}}, \end{aligned}\right| \qquad (18)$$

которые являются безразмерными. Вспомогательные величины, вводимые для приведения к нулевой размерности, — диаметр D и ускорение сил тяжести g — не зависят от трех переменных Q_x, H_x и n. Таким образом вместо характеристик, изображенных на фиг. 136, получаются другие, отличающиеся от них по масштабу, но совершенно им подобные. Пунктирные кривые, соответствующие неизменным состояниям удара, являются также и кривыми постоянных коэфициентов быстроходности. Овальные кривые, как и прежде, изображают кривые постоянных к. п. д. Поскольку одинаковые $K_n = n\sqrt{\frac{D}{g}}$ при одинаковых расходах не означают равенства чисел Рейнольдса, т. е. $nD^2 = \text{const}$. то к. п д. при переходе к другой модели должен быть пересчитан, как то указано выше [уравнение (10)].

Ценность этого вида характеристик заключается в том, что из имеющихся значений D и n, которые должны быть определены из уравнений (13) и (14), можно получить напорную характеристику и необходимые исходные данные для к. п. д.

Значительное ограничение в возможности применения как кривых типа a, так и типа b заключается в том, что кривые для различных σ [уравнение (16) § 80] различны, а это требует наличия нескольких диаграмм для различных значений σ.

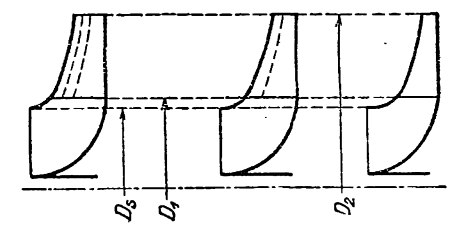
83а. СЕРИИ КОЛЕС ОДИНАКОВОГО ДИАМЕТРА

Применение одной и той же модели колеса может быть значительно расширено, если изменять его ширину, оставляя неизменным диаметр и форму лопаток.

Если при этом изменять ширину у входа и выхода независимо друг от друга, то тогда каждый раз будут получаться новые соотношения скоростей и новые профили лопаток направляющих аппаратов. И то и другое остается неизменным, если стенки рабочего колеса будут очерчены по линиям тока самого широкого из колес (фиг. 179). При радиальных колесах с лопатками одинарной кривизны это условие требует неизменности отношения ширины колеса у входа к ширине выхода. В этом случае величина напора (при оптимальном режиме) не меняется. При этом приближенные характеристики напоров могут быть получены, если абсциссы характеристики испытанного колеса изменять пропорционально ширинам колес.

Это изменение ширины колес не должно влиять на длину подводящего участка с диаметром D_s. Поэтому оно должно происходить только в направлении уменьшения ширины основного колеса. Такое изменение ширины колеса часто оказывается целесообразным в тех случаях, когда та же соответствующая данному кожуху подача должна быть обеспечена при повышенном числе оборотов, т. е. при большем напоре.

Иного рода изменением колеса (в целях расширения области его применения), которым часто пользуются на практике, является стачивание лопаток со стороны выхода. Стачивание выходных концов лопаток (при этом боковые стенки колеса обычно оставляют неизменными) уменьшает при условии неизменности остальных соотношений (т. е. β и b) величину напора, который уменьшается несколько быстрее, чем квадрат диаметра. Объясняется это тем, что уменьшение мощности возрастает в связи с уменьшением „несущей" длины лопаток [отношения $\frac{r_1}{r_2}$ в уравнении (25a) § 42]. Кроме того, расход, соответствующий максимальному к. п. д., уменьшается вследствие того, что абсолютная скорость выхода из колеса уменьшается и тем самым ухудшается действие оставшегося прежним направляющего аппарата. В связи с появляющимся при этом у входа ударом также несколько уменьшается и к. п. д., если только до обточки колесо и направляющий аппарат были спроектированы правильно.



Фиг. 179. Серия колес.

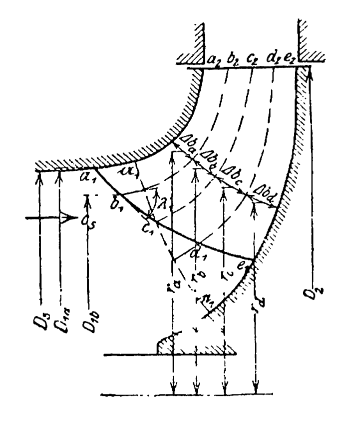
От стачивания лопаток со стороны входа можно было бы ожидать увеличения расхода. Однако этого или не наблюдается вовсе или лишь в весьма незначительной мере, так как направляющий аппарат остается прежним, а напор несколько уменьшается вследствие уменьшения „несущей" длины лопаток. Увеличение диаметра входа влияет несколько лишь на незначительный сам по себе удар при входе.

L. РАБОЧИЕ КОЛЕСА С ЛОПАТКАМИ ДВОЯКОЙ КРИВИЗНЫ

84. ПРОЕКТИРОВАНИЕ НАРУЖНОГО ОЧЕРТАНИЯ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

Если, проектируя ряд насосов заданной производительности и напора, с каждым разом увеличивать значение числа оборотов, то в конце концов чисто радиальное рабочее колесо с цилиндрическими лопатками принимает невыгодную форму (фиг. 154а), — невыгодную тем, что ширина лопаток получается при этом слишком большой по сравнению с их радиальной длиной. Как указывалось в предыдущих разделах, в этом случае можно улучшить работу насоса путем применения конструкции с двухсторонним всасыванием. Если и эта мера не дает достаточно удовлетворительного результата, т. е. лопатки все же

остаются слишком короткими и широкими, то можно прибегнуть к **многопоточной** системе устройства насоса (т. е. рабочих колес, работающих параллельно друг другу) вроде изображенной на фиг. 5а. Однако, последняя допускает лишь небольшие высоты всасывания (см. конец § 75). Кроме этого мероприятия можно прибегнуть еще к одному, о котором также уже упоминалось выше и которое заключается в том, что мы откажемся от чисто радиальной формы колеса и перейдем к такой форме лопаток, которая со стороны входа близка к осевым лопаткам, а со стороны выхода — к радиальным (фиг. 180). В настоящей главе мы и рассмотрим подробно такую форму лопаток колеса. Отметим, что по форме колеса близки к применяемым в гидравлических турбинах колесам типа Френсиса и что лопатки их также имеют двоякую кривизну.



Фиг. 180. Лопатка двоякой кривизны.

При расчете такого колеса мы снова начнем с того, что примем число рабочих лопаток равным бесконечности, влияние же конечного расстояния между лопатками будем учитывать в расчете тем, что будем последний вести, исходя из теоретической высоты напора $H_{th\infty}$, которая больше действительной теоретической высоты напора H_{th} и которая может быть определена при помощи уравнения (21) § 42. При таком предположении траектории отдельных частиц воды должны лежать на поверхностях вращения, образующими которых служат, например, линии a_1a_2 и т. д. до e_1e_2 (фиг. 180).

Для того чтобы обеспечить быстроходность колеса при определении внешнего его очертания, скорость входа c_s в уравнении (25) § 31 принимают большей, чем в случае рабочего колеса с цилиндрическими лопатками. В качестве предельных значений для скорости c_s принимают

$$c_s = 2{,}5 \div 5 \ \text{м/сек}.$$

Из тех же соображений рекомендуется выбирать радиальную скорость выхода c_{2m} также возможно большей, так как благодаря этому, с одной стороны, уменьшается ширина рабочего колеса у выхода, а с другой стороны, при том же числе оборотов увеличивается наружный диаметр D_2. Этот диаметр должен всегда быть большим чем D_s, потому что этим облегчается отклонение водяной струи в радиальном направлении, наличие же радиального участка траектории повышает к. п. д. насоса при неполной нагрузке и повышает допустимую высоту всасывания насоса. Очертание боковых стенок колеса между входом и выходом выполняется так же, как и в случае колеса с цилиндрическими лопатками, т. е. так, чтобы имелась плавность перехода от скорости c_s к c_{2m}; расчет при этом ведется по средним скоростям для каждой нормальной линии картины токов меридионального сечения. Также следует иметь в виду, что кривизна стенок должна быть по возможности малой с тем, чтобы ограничить разность давлений и неравно-

мерность в распределении скоростей, неизбежно возникающие при резком искривлении траекторий (§ 7).

Что касается проекций входной и выходной кромок лопатки на меридиональную плоскость (разрез), то они получаются в результате „кругового" проецирования точек кромок, т. е. они получаются как линия пересечения поверхности вращения, проходящей через соответствующую кромку с меридиональной плоскостью (плоскостью осевого разреза). Таким образом выходная кромка изображается линией a_2e_2, параллельной оси насоса, если только диаметр выхода D_2 для всех линий тока будет одним и тем же, что мы и примем для начала. Определение величины наружного диаметра D_2 производится так же, как то указано в § 31, b. Очертание входной кромки должно быть таким, чтобы были удовлетворены нижеследующие условия:

1. Теоретический напор для всех линий тока, от $a_1 a_2$ до $e_1 e_2$, должен быть одним и тем же для того, чтобы действительная высота напора H_{th} была для всех линий тока одинаковой (очевидно, что это соответствует допущению постоянства гидравлического к. п. д. η_h для всех линий тока).

2. Давление на лопатку не должно быть слишком велико, так как иначе легко может возникнуть кавитация вблизи входной кромки.

Используя положения, установленные в § 42 и 78, можно создать прием рационального построения входной кромки. Условие постоянства нагрузки по всей ширине лопатки удовлетворяется согласно уравнению (22) § 42 тогда, когда $\frac{r_2^2}{zS}$ есть величина постоянная, или так как r_2 и z для одного и того же колеса неизменны, то это приводит к требованию, чтобы статический момент $S=\int_{r_1}^{r_2} r\,dx$ для всех линий тока меридионального сечения от входной до выходной кромки был одним и тем же.

Согласно уравнению (5а) § 78 величина разрежения внутри канала со стороны всасывания

$$\Delta h' = 60\,\varphi\frac{r_1 c_{0m} H_{th}}{zSn}, \tag{1}$$

где величина φ тем больше, чем больше отношение $\frac{r_1}{r_2}$ и чем больше отличается направление входящей струи от радиального. Очевидно, что наиболее опасной является струйка a_1a_2, так как в ней r_1 (а если учитывать и влияние кривизны, то и c_{0m}) будет наибольшим, а направление этой струйки при входе ближе к аксиальному, чем у других. Значение коэфициента φ для этой струйки должно быть наибольшим и именно порядка 0,5÷0,8.

Таким образом при определении очертания входной кромки начнем с того, что определим величину статического момента S, подставляя для этого в уравнение (1) значения $r_1=\frac{D_{1a}}{2}$, $c_{0m}=c_{0a}$ и, задаваясь числом лопаток z,

$$S = 30\,\varphi\frac{D_{1a}\,c_{0a}\,H_{th}}{z\,\Delta h' n}. \tag{2}$$

В этом уравнении

$$\Delta h' = A - H_t - H_s - \Delta h'', \qquad (3)$$

где H_s — манометрическая высота всасывания в *м* вод. ст.; $\Delta h''$ — дополнительное разрежение, связанное с поворотом струи при входе в колесо (§ 78), об A и H_t см. начало § 77.

Если затем для всех линий тока принять это, определенное по уравнению (2), значение S, то можно построить очертание входной кромки. Однако вследствие того, что значения η_h и φ различны для различных форм линий тока, полученное нами очертание кромки может служить лишь первым приближением и то только в том случае, если лопатка не получилась слишком длинной или слишком короткой. Так как в меридиональном сечении кромка должна подходить к боковым стенкам под углом, возможно более близким к 90°, а длина лопатки не может изменяться произвольно, то более целесообразно сперва нанести очертание кромки в меридиональном сечении, а затем определить величину Δh_1 по уравнению (1) для внешних линий тока. При этом по уравнению (3) определяется также максимальная возможная манометрическая высота всасывания H_s. Выравнивание напоров H для отдельных линий тока можно в случае нужды произвести путем изменения положения выходной кромки, как то указано в § 91.

85. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ЛОПАТКИ

Поверхность лопатки можно рассматривать как образованную совокупностью линий токов, исходящих из входной кромки. Однако совершенно достаточно установить прохождение лишь нескольких линий тока, через которые затем можно будет провести с достаточной степенью точности поверхность — поверхность лопатки. Вполне целесообразно выбрать в качестве основных линий тока линии, примыкающие к боковым стенкам колеса $a_1 a_2$ и $e_1 e_2$, а местоположение промежуточных линий тока выбрать таким, чтобы „частичные" расходы между соответствующими им поверхностями вращения были равны между собой.

Таким образом, для того чтобы построить указанные поверхности вращения, или, вернее сказать, их „меридианы", являющиеся „круговыми" проекциями (т. е. проекциями по окружностям) линий токов на меридиональную плоскость, можно было бы воспользоваться методом, приведенным в § 7 для построения картины токов. При этом молчаливо принимается, что меридиональное течение будет иметь характер потенциального потока, несмотря на воздействие рабочих лопаток. Так как это даже для идеальной жидкости может иметь место лишь при выполнении ряда дополнительных условий (§ 90), далее, так как трение и конечное число лопаток еще более усугубляют отличие потока от потенциального, то мы воспользуемся значительно более простым методом, который до настоящего времени почти повсеместно применяется при проектировании лопаток турбины Френсиса. Метод этот основан на том, что мы пренебрегаем различием скоростей вдоль нормальных линий, т. е. ведем расчет по средней скорости для каждой нормали (ортогональной поверхности).

Очертание проекции линии тока на меридиональной плоскости проще всего получить следующим путем: раньше всего, исходя из

очертания боковых стенок колеса, проводят (на-глаз) несколько нормальных (ортогональных) кривых. Затем эти линии делят на столько частей Δb_a, Δb_b, Δb_c, на сколько отдельных струек мы желаем разделить весь поток (фиг. 180). Указанные отрезки должны удовлетворять следующему условию: $2\pi r_a \Delta b_a = 2\pi r_b \Delta b_b = 2\pi r_c \Delta b_c$ и т. д., или

$$r_a \Delta b_a = r_b \Delta b_b = r_c \Delta b_c \text{ и т. д.,} \tag{4}$$

где через r_a, r_b, r_c обозначены радиусы средних точек отрезков Δb_a, Δb_b, Δb_c. Полученные путем соединения соответствующих точек проекции линий токов используются для проверки правильности ранее выбранных нормальных линий (ортогональных кривых) и затем (в случае неправильности) последние используются для повторного построения.

Для каждой линии тока можно определить начало и конец очертания лопатки тем же способом, как то было указано в § 31 для цилиндрической лопатки.

Наружный диаметр D_2 должен был быть нами определен в предположении постоянства угла выхода β_2 для всех линий тока еще ранее (когда определялось положение выходной кромки лопатки) по уравнениям, приведенным в § 31. Угол β_1 определится из условия безударного входа на любую линию тока $b_1 b_2$, и так как

$$u_1 = \pi \frac{D_{1b} \cdot n}{60}, \tag{5}$$

то для случая нормального входа[1]

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{u_1}, \tag{6}$$

где

$$c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}. \tag{6a}$$

Значения c_0 получаются из равенства

$$c_0 = \frac{Q'}{2 r_{1m} \pi b_1}, \tag{6b}$$

где r_{1m} — радиус центра тяжести нормальной кривой, проходящей через начальную точку рассматриваемой линии тока, а b_1 — длина этой нормали. При построении лопатки следует иметь в виду, что не только u_1, но и $c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ меняется, вообще говоря, вдоль входной кромки, так как влияние сужения струи различно в различных точках, и кроме того, как видно из фиг. 180, входная кромка лопатки, вообще говоря, не совпадает с ортогональной (нормальной) кривой $a_1 e_1$.

При определении коэфициента сужения $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ следует еще иметь в виду, что попадающая в рассматриваемое сечение толщина стенки

[1] Отклонение при входе, обусловленное конечным числом лопаток, в этом случае также во внимание не принимается (см. конец § 43).

s_1' (фиг. 182) получится в связи с косым срезом больше, чем действительная толщина стенки s_1, и равна

$$s_1' = \frac{s_1}{\sin \lambda_1}, \tag{7}$$

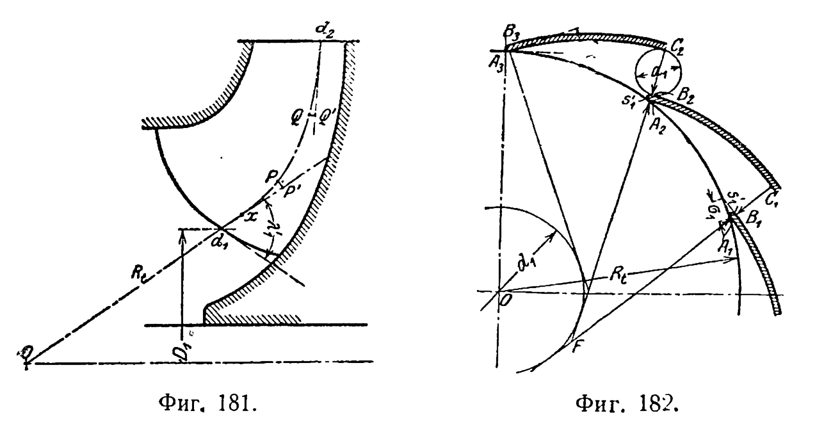
где λ_1 есть угол между поверхностью лопатки и поверхностью тока при входе. Угол этот может быть определен из равенства [1]

$$\operatorname{ctg} \lambda_1 = \operatorname{ctg} \lambda_1' \cos \beta_1, \tag{7a}$$

где λ_1' есть угол в меридиональной плоскости, замеренный между линией тока и входной кромкой (фиг. 181 или 184а).

Отсюда получаем

$$\sigma_1 = \frac{s_1'}{\sin \beta_1} = \frac{s_1}{\sin \beta_1 \cdot \sin \lambda_1}. \tag{8}$$



Фиг. 181. Фиг. 182.

Фиг. 181, 182. Развертка линий тока на коническую поверхность. Построение входных участков.

Уравнения (7а) и (8) соответствуют тому предположению, что входная кромка лежит в плоскости, проходящей через ось вращения, что вообще является желательным. Отклонение от указанного условия влияет на точность результатов расчета весьма незначительно.

Дальнейшее проектирование поверхности лопатки может быть произведено при помощи тех же двух приемов, которые были рассмотрены в § 32 при проектировании цилиндрической лопатки.

а) Развертка концов лопатки на конические поверхности и построение их по дугам круга. Этот старейший метод, и сейчас еще пользующийся наибольшим распространением, заключается в том, что пространственные линии пересечения поверхностей вращения a_1a_2 до e_1e_2 с поверхностью лопатки изображаются на чертеже таким образом, как если бы они лежали на конических поверхностях касательных к поверхностям тока. Так как конические поверхности могут быть развернуты, то полученные таким образом очертания лопатки могут быть перенесены в плоскость чертежа.

[1] См. сноску 1, стр. 302.

Заменим, например, поверхность тока d_1d_2 (фиг. 181) конусом Ox, касающимся ее по окружности, проходящей через точку x. При этом принимается, что любая точка P на поверхности тока может быть заменена точкой P' на конической поверхности, если местоположение последней найдено путем развертывания кривой $xP = xP'$. При такой замене для точек, лежащих вблизи точки x, можно рассчитывать на хорошее совпадение в очертании с действительным. Так как первоочередной задачей является проектирование такой входной кромки, при которой осуществлялся бы безударный вход, то указанная коническая поверхность строится всегда таким образом, что она касается поверхности тока у входной кромки или вблизи нее.

В развертке конической поверхности (фиг. 182) соосные окружности становятся дугами окружностей, вычерченных из точки O радиусом, равным расстоянию от соответствующей точки на образующей конуса до его вершины. Очертание входной кромки лопатки может поэтому быть построено с такой же точностью, как и тогда, когда оно строится для случая чисто радиального потока. Для того чтобы получить закономерную зависимость между очертаниями лопатки в различных поверхностях тока, для очертания входной кромки следует применять эвольвенту. Соответствующая ей образующая окружность имеет диаметр

$$d_1 = 2R_t \cdot \sin\beta_1 , \tag{9}$$

где $R_t = \overline{O\,d_1}$ и β_1 определяются из уравнения (6). Мы можем получить достаточно близкую к эвольвенте дугу круга, если нанесем на входной окружности деления шагом лопатки $t_1 = \frac{D_1\pi}{z}$ и из полученных точек деления A_1, A_2, A_3 проведем касательные к образующей окружности. Так как [уравнения (39) и (40), § 32]

$$a_1 + s_1' = t_1 \sin\beta_1 , \tag{10}$$

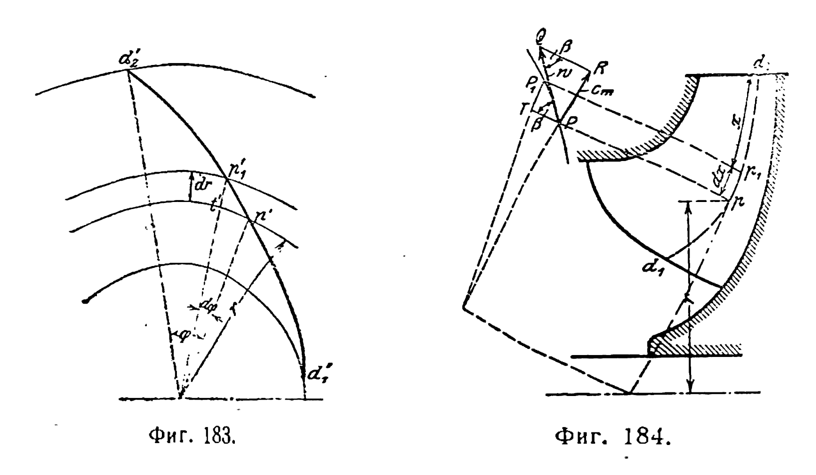
то точки C_1, C_2, C_3 вполне определятся, после чего дуги окружностей, заменяющих эвольвенты, могут быть проведены из точек, лежащих вблизи к точкам пересечений (F) касательных. Путем нанесения σ_1 из уравнения (8) или s_1' из уравнения (7) определится также и очертание передней стенки лопатки.

Нанеся таким образом на развертку очертания входных участков для всех линий тока (фиг. 189b до e), мы можем перенести их вышеуказанным способом на поверхность тока (пренебрегая отклонениями ее от поверхности конуса), после чего мы можем нанести на основной чертеж проекцию очертания входа (фиг. 189a). При этом длины дуг соосных окружностей определяются по развертке. Очертание проекции входной кромки $a_1'd_1'$ на чертеже (фиг. 189a) обычно выбирается в виде прямой, идущей либо радиально, либо проходящей вблизи центра O, так что входная кромка при этом лежит в плоскости, параллельной оси вращения.

Для выхода из колеса все эти построения будут несколько проще, поскольку согласно уже сделанным предположениям угол выхода β_2 будет один и тот же для всех линий тока. Конусы, касающиеся поверхностей тока, в этом случае становятся плоскостями, нормальными к оси вращения. Поэтому ничто не мешает нам построить очертание

лопатки у выхода по дуге круга, а затем перенести его на поверхность тока, для чего участок длиной $\overline{d_2 Q'}$ (фиг. 181) до какой-либо точки Q' касательной плоскости „свертывается" (в противовес понятию развертки) в $d_2 Q$.

После того как начальные и конечные участки поверхности лопатки нанесены на нашем чертеже, их соединяют на-глаз, а затем вводят поправки, пользуясь методом, указанным в конце этой главы. Для того чтобы по возможности наиболее удобным путем определить наивыгоднейшее взаимное расположение обоих концов лопаток, рекомендуется сперва вычертить выходной участок лопатки на прозрачной кальке и затем подобрать (перемещая этот чертеж) наиболее правильное его положение.



Фиг. 183. Фиг. 184.

При постоянной толщине стенок вполне достаточно изобразить на чертеже очертания только передней или задней стороны лопатки, так как в этом случае, при изготовлении модели придется для получения очертания другой стороны только прибавить или отнять толщину стенки.

b) Лопатки, построенные по точкам. Уравнение (47) § 32, выведенное нами при проектировании цилиндрических лопаток, в данном случае уже не применимо, так как в нем не учтена пространственная кривизна линий тока. Расчет, принимающий во внимание указанное обстоятельство, приводится нами ниже.

На фиг. 183 и 184 изображена произвольно выбранная линия тока в двух своих проекциях — проекцией $d_1 d_2$ в меридиональном сечении и ортогональной проекцией $d_1' d_2'$ в плане. Выделим в меридиональном сечении весьма малый отрезок $pp_1 = dx$ (действительная длина которого PP_1 может быть определена построением, изображенным на фиг. 184 сбоку), в то время как на плане (фиг. 183) ему будет соответствовать отрезок $p'p_1'$.

Рассматривая бесконечно малый треугольник PP_1T (фиг. 184), заметим, что угол при T будет прямым, а у P будет равен β, так что

$$\overline{PT} = \frac{\overline{P_1 T}}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{dx}{\operatorname{tg}\beta}.$$

Так как отрезок $\overline{PT}$ соосной окружности совпадает по величине со своей проекцией $\overline{p't'} = r\,d\varphi$, то

$$r\,d\varphi = \frac{dx}{\operatorname{tg}\beta},$$

или

$$d\varphi = \frac{dx}{r\operatorname{tg}\beta}. \tag{10a}$$

Отсюда, умножая обе стороны равенства на $\frac{180}{\pi}$ для того, чтобы угол φ измерялся в градусах, получим

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi}\int\limits_0^x \frac{dx}{r\operatorname{tg}\beta}. \tag{11}$$

Как указано на фиг. 183 и 184, величины φ и x должны отсчитываться от точки d_2 (d_2') линии тока, соответствующей выходу из колеса, т. е. знаки обеих частей равенства противоположны принятым нами ранее при выводе уравнения; очевидно, что это обстоятельство не может повлиять на конечные результаты вывода.

Уравнение (11) примерно совпадает с уравнением (47) § 32. Иначе говоря, метод построения лопатки остается точно тем же, что и прежде, только лишь величины $\frac{1}{r\operatorname{tg}\beta}$ наносят в виде функции от длины x развертки проекции d_2d_1 линии тока (что необходимо для определения значений интеграла, соответствующих заданным длинам x).

Отдельные значения $\frac{1}{r\operatorname{tg}\beta}$ определяют при помощи кривых r и β, изображенных на основном чертеже. Очертанием кривой можно либо непосредственно задаться, исходя из заданных начального и конечного значений угла β, либо вычислить ее, задавшись закономерностью изменения какой-нибудь величины вдоль по лопатке. Так, например, если задаться закономерностью изменения скоростей w и c_m в зависимости от x, как это было нами сделано в примере I § 45 для радиальной лопатки, то значение угла β может быть получено при помощи формулы

$$\sin\beta = \frac{c_m}{w}, \tag{12}$$

и тем самым ставновится возможным определить значения $\frac{1}{r\operatorname{tg}\beta}$.

Для того чтобы при определении значений c_m, необходимых для вышеприведенного уравнения, не пользоваться коэфициентом сужения $\frac{t}{t-\sigma}$, применим уравнение, соответствующее уравнению (45) § 32, а именно

$$\sin\beta = \frac{s'}{t} + \frac{(c_m)_{netto}}{w}, \tag{13}$$

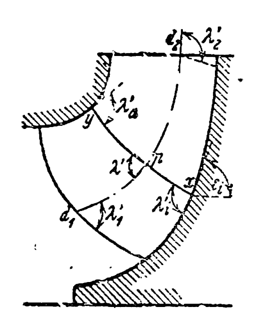
где $(c_m)_{netto}$ — величина меридиональной составляющей скорости при $s = 0$, а s' — кажущаяся толщина стенки, связанная с истинной толщиной стенки s соотношением

$$s' = \frac{s}{\sin \lambda}. \tag{14}$$

Здесь λ — угол между поверхностью лопатки и поверхностью тока. Величина его определяется из уравнения

$$\operatorname{ctg} \lambda = \operatorname{ctg} \lambda' \cos \beta. \tag{15}$$

Величина λ' определяется, как угол между линией тока $d_1 d_2$ (фиг. 184а) и линией xy, образованной пересечением поверхности лопатки с осевой плоскостью, проходящей через рассматриваемую точку p[1]. При постоянной толщине лопаток допустимо считать изменение величины s' между начальным значением s_1' уравнения (7) и конечным s_2' линейным[2] (фиг. 199).



Фиг. 184 а.

Беря из кривых соответствующие друг другу значения r и φ, мы можем на чертеже построить по точкам проекцию линии тока $d_1'd_2'$; для всех других линий тока построение ведется таким же образом. При этом надо, однако, принять меры к тому, чтобы кривые отдельных линий тока образовали в совокупности плавную поверхность. Строго говоря, полученная поверхность лопатки будет в противоположность поверхности, полученной при помощи метода п. „а“, средней между передней и задней поверхностями лопатки, так что при выполнении модели следует от полученной поверхности откладывать в обе стороны половину толщины лопатки. Если момент количества движения rc_u задан, то начальные и конечные расчетные значения для всех линий тока будут одинаковыми и единообразие достигается значительно легче.

Указанный метод довольно быстро приводит к конечным результатам и имеет то преимущество перед остальными, что поверхность лопатки определяется совершенно однозначно, если только задан определенный закон ее построения. Благодаря этому исключается произвол конструктора, проектирующего лопатку.

После нанесения (начиная от выходной кромки) полученных таким образом линий тока на чертеж (в план) мы можем получить проекцию входной кромки лопатки, соединив конечные точки линий токов. Таким образом здесь очертание входной кромки может быть

---

[1] Указанное уравнение получается из рассмотрения телесного угла, образуемого пересечением плоскостей, касательных к поверхности тока, к поверхности лопатки и к линии xy в точке p.

[2] Если выходная кромка параллельна оси вращения, то s_2' равна действительной толщине лопатки s_2. Если же она, как то часто встречается, наклонена к окружности под некоторым углом δ_2 (фиг. 189а, 191), т. е. если она является винтовой линией с углом наклона δ_2, то

$$s_2' = \frac{s_2'}{\sin \lambda_2} \text{ при } \operatorname{ctg} \lambda_2 = \operatorname{ctg} \delta_2 \sin \beta_2 \tag{15a}$$

выбрано произвольно только на меридиональной проекции чертежа, а не на „плане" (т. е. проекции колеса на плоскость, перпендикулярную оси), как то имело место при методе п. „а". Однако при этом на „плане" отдельные линии тока возможно поворачивать друг относительно друга вокруг оси. При этом всегда необходимо обращать внимание на то, чтобы через все линии тока можно было провести плавную поверхность, достаточной гарантией чего является плавное очертание выходной кромки лопатки.

Такого рода угловое смещение проекции линий тока может оказаться необходимым, либо чтобы получить на „плане" очертание входной кромки, приближающееся к радиальному, либо чтобы избежать острых углов между лопаткой и боковой стенкой колеса.

с) Сечения, необходимые для построения модели (осевые и нормальные). Для того чтобы проверить, обеспечивают ли линии токов, полученные при помощи обоих вышеприведенных методов, плавную поверхность лопатки, делают ряд сечений плоскостями, кривые пересечения которых с поверхностью лопатки непосредственно указывают форму последней. Сечения для этой цели лучше всего производить либо плоскостями, проходящими через ось насоса (фиг. 191), либо, в том случае, когда входная кромка лежит в плоскости параллельно оси, при помощи плоскостей касательных к цилиндру, который в свою очередь касается плоскости входной кромки (фиг. 189а). Если при этом обнаруживается отсутствие потребной плавности очертаний, то соответствующие проекции линий токов следует соответствующим образом изменить. Такая проверка особо важна при проектировании лопатки по методу п. „а", тогда как при проектировании лопатки по методу п. „b" (т. е. по точкам) плавность очертания лопатки в достаточной мере гарантируется самим методом построения, и в этом случае сечения по плоскостям послужат лишь для проверки правильности построения.

Углы λ_a' и λ_i', образованные в меридиональной плоскости пересечением плоскостей $a-f$ (фиг. 190, на фиг. 184а — соответственно xy) с боковыми стенками колеса, должны быть возможно ближе к 90° с тем, чтобы, поскольку величина β_1 обычно мала[1], они приблизительно соответствовали действительным углам λ_a и λ_i между поверхностью лопатки и боковыми стенками колеса. Таким образом в каналах колеса удается избегнуть острых углов, увеличивающих потерю на трение. Выполнение этого условия для входного участка линий тока, наиболее удаленных от оси, особенно существенно в целях обеспечения всасывающей способности насоса. Что касается наклона выходной кромки (по отношению к окружности выхода), то его можно выбрать по желанию, так как он не связан с очертанием входной кромки в плане.

Изготовление модели лопатки в мастерской производят большей частью, как указано ниже: доски одинаковой толщины, плоскости которых нормальны к оси, соответственным образом вырезают и затем склеивают между собой. Для того чтобы определить очертание кривых, по которым должны обрезаться эти доски, после того как чертеж („план") готов, на нем вычерчивают линии, соответствующие пересече-

---

[1] Это видно из уравнения (15), так как $\cos\beta \approx 1$. При очень крутых углах можно допустить также небольшие боковые углы λ_a' и λ_i'.

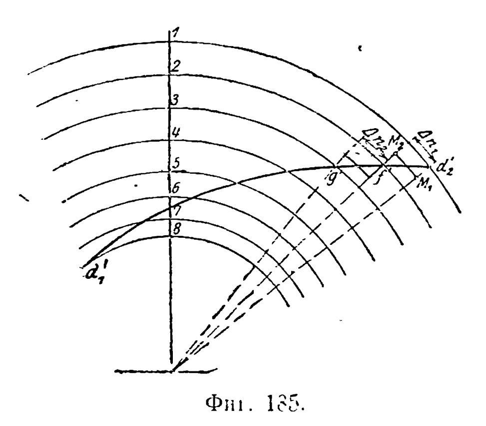
ниям поверхности лопатки с плоскостями, нормальными к оси (*I* до *X* фиг. 189, 189а — так называемые „столярные разрезы“), расстояние между которыми должно равняться толщине досок, используемых для модели. Очертание этих кривых также может служить для суждения о плавности поверхности лопатки.

В случае если лопатки будут отливаться, то при изготовлении чертежа необходимо учитывать влияние усадки.

86. КОНФОРМНОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ ЛИНИЙ ТОКА

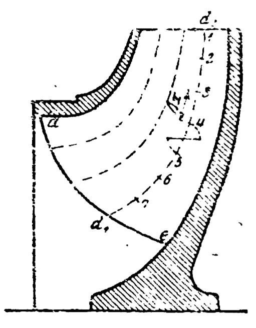
Каждую пространственную кривую можно отобразить на плоскость, сохраняя при этом все углы без изменения. Методы такого отображения различны в зависимости от того, отображается ли только одна кривая или же ряд их, образующий рассматриваемую поверхность (в частности, канал между рабочими лопатками).

а) Отображение одной линии тока. Введенное упрощение позволяет не только передать без искажения углы, но также передать и длины участков кривой; однако при этом конгруентность длин имеет место лишь для очень малых участков, так как пространственная кривизна при отображении не передается.



Фиг. 185.

α) Отображение на плоскость. Если перекатывать без скольжения плоскость по какой-нибудь линии тока (на поверхности тока), то след точек соприкосновения и представит собой отображение.



Фиг. 185 а.

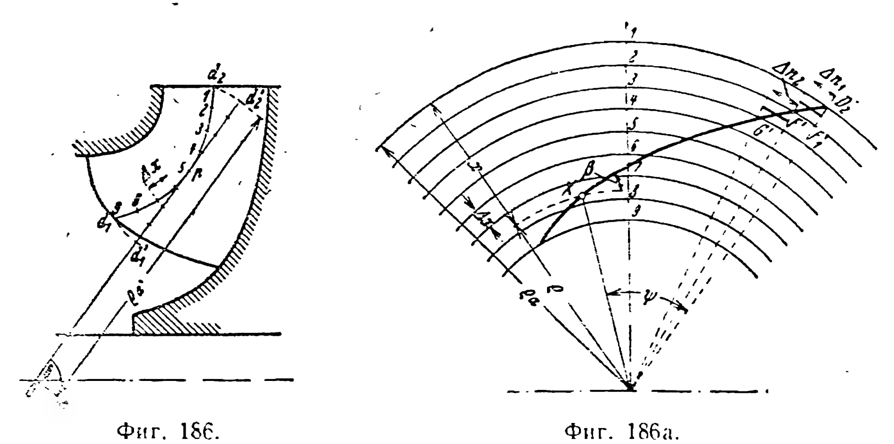
Фиг. 185 b.

Фиг. 185, 185 а и 185 b. Отображение линии тока путем обкатки поверхности тока плоскостью.

Вычерчивание начинают с того, что меридиональную проекцию[1] линии тока d_1d_2 (фиг. 185а), начиная от d_2, делят на равные отрезки Δx. Проходящие через полученные точки *1*, *2*, *3* и т. д. коаксиаль-

[1] Wagenbach, Z. ges. Turbinenwes., 1907, стр. 305.

ные окружности проектируются на плане (фиг. 185) в натуральную величину, а в плоскости отображения (фиг. 185b) они становятся параллельными прямыми *1*, *2*, *3* и т. д., отстоящими друг от друга на расстоянии Δx. Отображение заданной линии тока проекцией $d_1'd_2'$ (фиг. 185) начинают вычерчивать из точки D_2' (фиг. 185b), определяя затем местоположение точки F' на следующей параллели *2*. Она должна лежать дальше в горизонтальном направлении на длину отрезка $M_1M_2 = \Delta n_1$ (фиг. 185), который является отрезком окружности, проведенной посредине между окружностями *1* и *2*, ограниченными радиусами, проходящими через точки d_2' и f'. Подобным же образом находится и последующая точка G' и т. д. Сущность предлагаемого метода сводится к тому, что элементы рассматриваемой кольцеобразной поверхности, образующиеся между соседними окружностями (кольцевая поверхность *4—5* на фиг. 185а), поворачиваются вокруг средней окружности (как оси) до тех пор, пока они не расположатся в цилиндрической поверхности, после чего



Фиг. 186. Фиг. 186а.

Фиг. 186 и 186 а. Отображение обкаткой конуса.

соответствующие их развертки наносятся на плоскость. Многократно проводимый перенос углов и очень маленьких отрезков приводит к значительным ошибкам, поэтому отображение лучше выполнить по точкам при помощи расчета. Горизонтальная ордината n какой-либо точки X (фиг. 185b), соответствующая вертикальной абсциссе x, имеет величину

$$n = \int_x^x dx \operatorname{ctg} \beta$$

или (16)

$$n = \frac{\pi}{180} \int_0^0 r \, d\varphi^\circ.$$

При этом из предварительного расчета должно быть известно либо изменение β в зависимости от x, либо изменение φ в зависимости от r. Вычисление интеграла уравнения (16) лучше всего производить, составляя таблицу и задаваясь конечными интервалами.

Указанный способ не позволяет правильно отображать поверхности, т. е. каналы между лопатками и профили лопаток. Неточности могут быть уменьшены, если будет проведено:

β) Отображение на коническую поверхность. Коническая поверхность должна как можно ближе соответствовать поверхности тока. Поэтому пользуются конической поверхностью Op, касательной к поверхности тока в средней точке p (фиг. 186). Отображение на плоскость получается путем развертывания конической поверхности (фиг. 186а). Вычерчивание произво-

дится, как и в п. „a“, причем надо иметь в виду, что вместо параллельных прямых *1*, *2*, *3* и т. д. теперь будут развертки конаксиальных окружностей конуса. Отображение может быть выполнено также по точкам, для чего вычисляют значения углов, ψ соответствующих $x = \rho_a - \rho$ из уравнения

$$\psi^{\circ} = \frac{180}{\pi} \int_{0}^{x} \frac{dx}{\rho \operatorname{tg} \beta} \cdot \qquad (17)$$

Диаметр ρ_a внешней окружности отображения (фиг. 186а) равен длине развертки линии $Op\ d_2$ (фиг.186).

Фиг. 187. Квадратная сетка по поверхности тока, состоящая из семейств соосных окружностей и осевых сечений.

b) Отображение всей поверхности тока. Соответствие отображения и оригинала ограничивается здесь только углами. Отрезки в различных местах отображения откладываются в различных масштабах.

На поверхности тока проводят ряд конаксиальных окружностей и линий, соответствующих меридиональным сечениям, таким образом, чтобы эти семейства линий, пересекающиеся друг с другом под прямыми углами, образовывали ряд маленьких квадратов (фиг. 187). В плоскости отображения также наносят два семейства линий, пересекающихся друг с другом под прямым углом и также образующих маленькие квадраты. Каждая из этих линий в плоскости отображения нумеруется соответственно линии на поверхности тока. Перенос линий тока производят весьма просто путем нахождения в плоскости отображения точки, соответствующей данной точке на поверхности тока[1].

Семейства кривых в плоскости отображения могут быть выбраны произвольно. На фиг. 187а меридиональные (осевые) сечения отображены в виде радиусов, а конаксиальные окружности — в виде концентричных окружностей (диаметр которых должен быть еще определен). Величина равных друг другу центральных углов $\Delta\psi$ между радиусами может быть выбрана произвольно. Если они приняты равными углам $\Delta\varphi$ между осевыми сечениями (фиг. 187), то плоскость отображения можно считать перпендикулярной оси вращения и радиусы на ней — как результаты пересечения плоскости отображения с семейством осевых плоскостей.

Если $\Delta\psi < \Delta\varphi$, то плоскость отображения является разверткой боковой поверхности кругового конуса с осью, совпадающей с осью вращения, и в этом случае семейство радиусов является результатом пересечения боковой поверхности конуса с семейством осевых плоскостей, образующих пространственные сечения. Если половина угла при вершине этого конуса равна δ, то в градусах

$$\Delta\psi^{\circ} = \Delta\varphi^{\circ} \sin\delta = \frac{360}{i} \sin\delta, \qquad (18)$$

где i обозначает число меридиональных сечений.

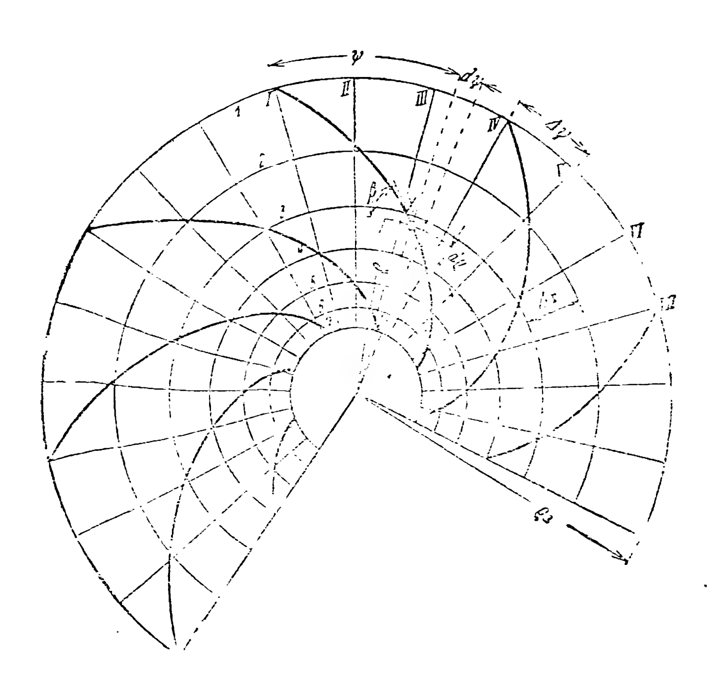
---

[1] Аналогично рассматривает вопрос Prasil, Techn. Hydrodynamik, изд. 2, стр. 287 и след. Berlin, Julius Springer, 1926; Schweiz. Bauztg., т. 52, № 7 и 8.

Для того чтобы в плоскости отображения получились квадраты, радиусы окружностей должны образовывать геометрическую прогрессию такого рода[1], что отношение двух следующих один за другим радиусов было равно

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = e^{\Delta\psi} = e^{\frac{2\pi}{i}\sin\delta}. \tag{19}$$

Задавшись радиусом ρ_a внешней окружности, половиной угла конуса δ и числом i осевых сечений, мы получаем сетку в плоскости отображения. За



Фиг. 187 а. Отображение всей поверхности тока. Сетка из пучка радиусов и концентрических окружностей. Картина тока является разверткой конуса.

угол δ принимают обычно (как и в случае п. „а", 3, фиг. 186) угол наклона в средней точке меридиональной проекции линии тока, для i принимают число, кратное числу лопаток z, а в качестве радиуса внешней окружности отображения — $\rho_a \approx \frac{r_2}{\sin\delta}$.

Квадратная сетка поверхности тока проектируется сперва на „план", так как там уже изображены проекции линии тока. Меридиональные сечения при этом проецируются в виде радиальных лучей, углы расхождения которых равны ранее принятому $\Delta\varphi$, в то время как радиусы r проецирующихся в на-

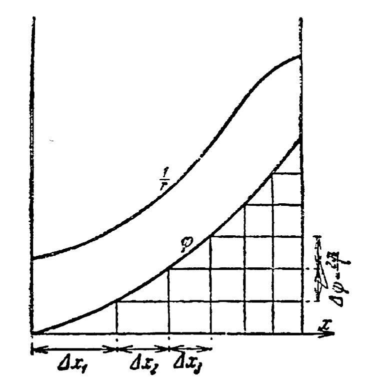
---

[1] Квадраты в плоскости изображения образуются, если $d\rho = \rho \cdot d\psi$, т. е. $\frac{d\rho}{\rho} = d\psi$, откуда после интегрирования в пределах от ρ_1 до ρ_2 соответственно от 0 до $\Delta\psi$ получаем приведенное уравнение (19).

туру окружностей определяются из условий разделения сетки на квадраты, т. е. $dx = r\,d\varphi$ или $d\varphi = \frac{dx}{r}$:

$$\varphi = \int_0^x \frac{dx}{r}. \qquad (20)$$

На вспомогательном чертеже (фиг. 187b) наносят кривую зависимости φ от развернутой длины x меридиональной проекции линии тока [значения φ подсчитываются в виде таблицы по уравнению (20)]. Затем, проведя параллельно оси абсцисс прямые, отстоящие друг от друга на расстоянии $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{i}$, получают искомые отрезки Δx_1, Δx_2 и т. д. Таким образом сетка в плане может быть нанесена, после чего перенос линий тока на плоскость отображения может быть проведен без затруднений. Масштаб отображения



Фиг. 187 b. Определение интервалов Δx для сетки на поверхности тока.

$$\frac{dx}{dx} = \frac{\rho\,d\psi}{r\,d\varphi} = \frac{\rho}{r}\sin\delta \qquad (21)$$

изменяется в случае принятия значений δ и ρ_a по вышеуказанному способу весьма незначительно.

Если отображение выполняется по точкам путем соответствующих подсчетов, то вычерчивание сетки в этом случае становится излишним. Угол ψ и радиус ρ любой точки X, местоположение которой на поверхности тока или на плане задано углом φ и радиусом r, получаются непосредственно из выражения[1]:

$$\psi = \varphi \sin\delta, \qquad (22)$$

$$\rho = \rho_a \cdot e^{-\sin\delta \int_0^x \frac{dx}{r}}. \qquad (22a)$$

Описанный в п. „b“ способ отображения искажает форму канала сравнительно мало и поэтому в большинстве случаев заслуживает предпочтения перед способом п. „a“, α и „a“, β.

87. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЛОПАТКИ ПО МЕТОДУ ЛАВАЧЕКА[2]

Как указывает Лавачек (Lawaczeck) в том случае, когда вода подходит к колесу в чисто осевом направлении, поверхность лопатки может быть выполнена в виде винтовой поверхности. Такая винтовая поверхность (фиг. 188) получается при равномерном вращении около оси и равномерном перемещении вдоль оси прямой G, образующей

[1] Уравнение (22) следует из того, что $d\rho = (\rho\,d\psi)\,\mathrm{tg}\,\beta$ или $\frac{d\rho}{\rho} = \mathrm{tg}\,\beta\,d\psi = \sin\delta\,\mathrm{tg}\,\beta\,d\varphi$, или, пользуясь уравнением (10a) § 85, $\frac{d\rho}{\rho} = \sin\delta \cdot \frac{dx}{r}$. Интегрируя в пределах от ρ до ρ_a (соответственно от 0 до x), получаем уравнение (22a).

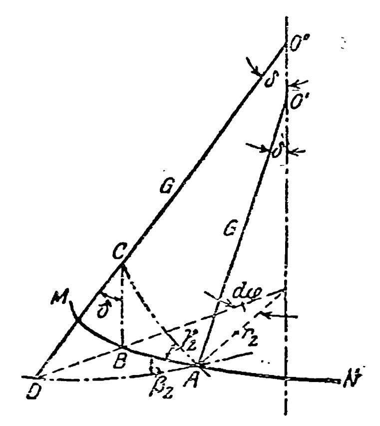
[2] См. описание немецких патентов 335154, Kl-88a.

с осью неизменный угол δ. Нижеследующее рассуждение показывает, что полученная таким путем поверхность должна до известной степени удовлетворять требованиям, предъявляемым к лопатке рабочего[1] колеса насоса. Очевидно, что для достижения безударного входа необходимо и достаточно, чтобы угол подъема γ винтовой поверхности в любой точке входной кромки равнялся углу β_1 между относительной и окружной скоростями. Если шаг винта равняется h, то должно соблюдаться соотношение

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{u} = \frac{h}{2r\pi} = \operatorname{tg} \gamma, \qquad (23)$$

или, так как $u = r\omega$,

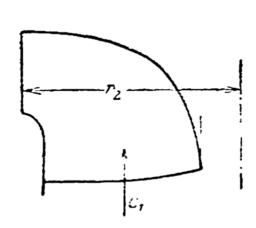
$$h = \frac{2\pi}{\omega} c_1. \qquad (23a)$$



Фиг. 188. Образование лопатки двоякой кривизны по Лавачеку.

По этому последнему равенству мы можем определить шаг винта h; при этом, однако, скорость $c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - s_1}$ должна быть постоянной по всей ширине входа.

Очевидно, что указанная поверхность будет также удовлетворять и условиям выхода в том случае, если угол δ будет таким, что линия пересечения поверхности лопатки с плоскостью, нормальной к оси, будет иметь угол наклона к окружности выхода (с диаметром D_2), равный углу выхода β_2 из нашего расчета колеса. Если на перспективном рисунке (фиг. 188) через MN обозначить дугу конаксиальной окружности радиуса $r_2 = \frac{D_2}{2}$, через $\overline{AB} = r_2 d\varphi$ — бесконечно малый элемент дуги последней, через AD — след образующей G на плоскости указанной конаксиальной окружности, т. е. линия пересечения с винтовой поверхностью, то в таком случае $\measuredangle DCB = \delta$, $\measuredangle DAB = \beta_2$, $\measuredangle CAB = \gamma_2$, и поэтому $\overline{BC} = \overline{AB} \cdot \operatorname{tg} \gamma_2$, далее $\overline{DB} = \overline{AB} \cdot \operatorname{tg} \beta_2 = \overline{BC} \times \operatorname{tg} \delta = \overline{AB} \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{tg} \gamma_2$, и таким образом



Фиг. 188 а. Лопатка двоякой кривизны по Лавачеку.

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \operatorname{tg} \delta \cdot \operatorname{tg} \gamma_2. \qquad (24)$$

Так как согласно уравнению (23)

$$\operatorname{tg} \gamma_2 = \frac{h}{2r_2\pi} = \frac{c_1}{u_2}, \qquad (24a)$$

[1] Не принимая во внимание отклонения при входе в колесо.

то из всего этого следует, что

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \beta_2 \cdot \frac{u_2}{c_1}, \tag{24b}$$

откуда мы можем непосредственно определить значение угла δ.

Очевидно, что выходная кромка лопатки наклонена под углом γ_2 к боковой стенке колеса. Чтобы этот угол не был слишком мал и чтобы соответственно канал между лопатками у выхода не получился слишком узким, величина c_1 не должна быть чрезмерно малой по сравнению с u_2, что вытекает из уравнения (24a). Это является слабой стороной предложенного метода, так как очевидно, что это условие допускает только небольшие окружные скорости и, следовательно, малую высоту напора в том случае, когда желают избежать опасности кавитации в связи с большими входными скоростями. Вторым недостатком указанного метода является необходимость продолжать лопатку весьма далеко в сторону всасывания, вплоть до зоны чисто осевых скоростей (фиг. 188a), с тем, чтобы обеспечить безударный вход. Правда, как мы уже указывали в п. b § 79, это позволяет увеличить допустимую высоту всасывания, однако в то же время это увеличивает потери на трение воды о стенки каналов.

Достоинством такой лопатки является простота и отчетливость ее формы, значительное упрощение расчетной и чертежной работы и, в особенности, упрощение изготовления модели и отливки. На фиг. 291 приведен пример конструктивного выполнения лопатки Лавачека [1].

Область применения лопаток, построенных по методу Лавачека, значительно расширяется, если при проектировании их в качестве образующей винтовую поверхность брать не прямую, а какую-либо определенную кривую, например, параболу [2], что так же часто практикуется при проектировании гидравлических турбин. Получаемая при этом бóльшая свобода особенно существенна тогда, когда выходная кромка не лежит на поверхности кругового цилиндра. Также практикуется выполнение лопатки по поверхности, образующейся при таком перемещении прямолинейной образующей, когда она постоянно пересекает какую-либо произвольно выбранную направляющую кривую и ось вращения. Первый вышеприведенный метод является, таким образом, частным случаем последнего.

---

[1] Если вода (в меридиональной плоскости) выходит из колеса не перпендикулярно оси, а под углом ε к радиусу, то вместо уравнения (24) следует писать

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \operatorname{tg} \gamma_2 \frac{\sin \delta}{\cos (\delta - \varepsilon)},$$

откуда

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\cos \varepsilon}{\frac{\operatorname{tg} \gamma_2}{\operatorname{tg} \beta_2} - \sin \varepsilon}.$$

[2] Heidebrock, Z. VDI, 1923, стр. 803.

88. ПРИМЕРНЫЙ РАСЧЕТ КОЛЕСА С ЛОПАТКАМИ ДВОЯКОЙ КРИВИЗНЫ

Требуется рассчитать и спроектировать колесо насоса низкого давления с двухсторонним всасыванием для подачи 850 $м^3/час$ при 16,6 $м$ напора и при 1 800 об/мин.

Добавляя 9% на потери через зазор, сжатие при входе и т. д (см. § 31), которые (т. е. проценты) при лопатках двоякой кривизны должны приниматься бо́льшими, чем при обычных цилиндрических лопатках, определяем расчетный секундный расход для одной стороны колеса:

$$Q' = \frac{1{,}09}{2} \cdot \frac{850}{3\,600} = 0{,}1288 \ м^3/сек.$$

Если задаться $c_s = 4{,}4$ $м/сек$, диаметром вала $d_n = 54$ $мм$, то из уравнения (25) § 31 получаем $D_s = 0{,}201$ $м$. Принимаем $D_s = 200$ $мм$, чему соответствует $c_s = 4{,}42$ $м/сек$.

Так как к. п. д. рассматриваемого насоса может иметь величину около 78%, а потери на трение колеса о воду и потери в зазоре не очень значительны, то будем вести расчет, исходя из $\eta_h = 0{,}85$ [1]. Таким образом $H_{th} = \frac{16{,}6}{0{,}85} = 19{,}5$ $м$. Для того чтобы можно было определить $H_{th\,\infty}$, необходимо по уравнению (22) § 42 определить коэфициент уменьшения мощности p, для чего в свою очередь необходимо знать диаметр колеса D_2, статический момент S и число лопаток z. Из приближенного уравнения (45) § 44 определяем предварительную величину диаметра $D_2 = 240$ $мм$, принимая при этом $k \approx 0{,}9 \cdot 10^{-4}$ (величина эта принимается меньше обычной ввиду особой формы колеса); определяем предполагаемую величину сечения колеса, принимая при этом $c_{2m} = 4{,}8$ $м/сек$, и наносим на-глаз очертание входной кромки в меридиональном сечении. Определяем далее статический момент наиболее удаленной от оси линии тока a_1a_2 (по указаниям, приведенным в конце § 42) деля a_1a_2 последовательно на отрезки одинаковой длины $\Delta x = 10$ $мм = 0{,}01$ $м$ и подсчитывая $S = \Delta x \Sigma r$, где r обозначает радиусы средних точек отдельных отрезков Δx. Величина S получается равной $0{,}0059$ $м^2$. Число лопаток определяют по уравнению (1) § 70. Приняв $z = 7$ по уравнению (1) § 84, определяем разрежение у входа $\Delta h' = 4{,}16$ $м$, исходя при этом из $r_1 = \frac{D_s}{2} = 0{,}1$ $м$, $c_{0m} = c_s$, $\varphi = 0{,}60$. Таким образом наибольшая манометрическая высота всасывания по уравнению (3) определяется, как $H_s = A - H_t - \Delta h' - \Delta h''$, так как $A = 10$, $H_t = 0{,}2$ (см. конец § 1), $\Delta h'' = 0{,}5$ $м$, то получаем $H_s = 5{,}14$ $м$.

Если эта величина слишком мала и если невозможно увеличить статический момент S, т. е. увеличить поверхность (длину) лопатки или уменьшить c_s, то необходимо задаться другими основными величинами, главным образом, другим числом оборотов.

---

[1] См. уравнение (12) § 26

При прежних данных по уравнениям (21) и (22) § 42, при коэфициенте $\psi = 1{,}05$ (последний ввиду отсутствия направляющих лопаток принят сравнительно большим) имеем

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{\psi}{z}\frac{r_2^2}{S}\right) = 19{,}5\left(1 + \frac{1{,}05}{7} \cdot \frac{0{,}12^2}{0{,}0059}\right) = 26{,}6 \text{ м}.$$

Подсчитаем теперь окружную скорость по уравнению (35) § 31, приняв $\beta_2 = 23°$, $c_{2m} = 4{,}8$ *м/сек*:

$$u_2 = \frac{4{,}8}{2 \cdot 0{,}424} + \sqrt{\left(\frac{4{,}8}{2 \cdot 0{,}424}\right)^2 + 9{,}81 \cdot 26{,}6} = 22{,}8 \text{ м/сек},$$

откуда $D_2 = 0{,}239$ *м*. Таким образом диаметром $D_2 = 240$ *мм* мы задались достаточно правильно. Соответственно этому значение скорости c_{2m} изменится благодаря тому, что скорость u_2 несколько увеличилась, и вместо 4,8 станет равным 4,81 *м/сек*.

При хорошо заостренных концах лопаток, т. е. при $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} \approx 1$, получим

$$b_2 = \frac{Q'}{D_2 \pi c_{2m}} = \frac{0{,}1288}{0{,}24 \cdot \pi \cdot 4{,}81} = 0{,}0355 \text{ м} = 35{,}5 \text{ мм}.$$

Теперь можно приступить к окончательному вычерчиванию сечения рабочего колеса (фиг. 189). Общую для обеих половин колеса среднюю стенку насоса доводят до окружности выхода для того, чтобы лопатки с обеих сторон были друг от друга независимыми, что упрощает их изготовление. Толщину этой стенки у выхода примем равной 3 *мм*, откуда полная ширина колеса по окружности выхода равняется $3 + 2 \cdot 35{,}5 = 74$ *мм*. Боковые стенки рабочего колеса мы выполним таким образом, чтобы меридиональные составляющие скорости плавно увеличивались от скорости $c_s = 4{,}42$ *м/сек* до скорости $c_{2m} = 4{,}81$ *м/сек*. После этого построим линии тока, причем примем, что скорости вдоль каждой нормальной (ортогональной) кривой одинаковы. Каждую половину рабочего колеса мы разобьем на три струи, чему будут соответствовать четыре линии тока от a_1a_2 до d_1d_2.

В левой части рабочего колеса (фиг. 189) пунктиром нанесена проекция входной кромки, соответствующая неизменному для всех линий тока статическому моменту $S = 0{,}0059$ *м*^{2} $= 5\,900$ *мм*^{2}. Так как незначительные изменения допустимы и в то же время уменьшение диаметра входа уменьшает потери при входе, мы окончательно остановимся на очертании кромки a_1d_1, изображенной сплошной линией.

Имея, таким образом, значение диаметра и скорости входа c_0, мы можем вычислить по уравнениям (5) — (8) все соотношения, характерные для входа в колесо, а результаты подсчетов свести в нижеследующую таблицу. Коэфициентом сужения струи $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$, необходимым нам для определения величины скорости $c_1 = \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} c_0$, сперва задаемся (как и раньше) для каждой линии тока с тем, чтобы впоследствии, после определения угла β_1 проверить его. Толщина лопатки была принята постоянной и равной 4 *мм*.

Линия тока (меридиональная проекция)	D_1 в *м*	u_1 в *м/сек*	c_0 по уравнению (6b) в *м/сек*	$\frac{t_1}{t_1-\sigma_1}$	c_1 в *м/сек*	β_1 по уравнению (6)	λ_1' в градусах	λ_1 по уравнению (7a)	σ_1 по уравнению (8)	Повторный расчет		
										$\frac{t_1}{t_1-\sigma_1}$	c_1 в *м/сек*	β_1
a_1a_2 . .	0,20	18,85	4,42	1,2	5,3	15°40′	81	81°40′	15,0	1,20	5,30	15°40′
b_1b_2 . .	0,167	15,75	4,45	1,2	5,34	18°44′	53	54°30′	15,3	1,25	5,56	19°27′
c_1c_2 . .	0,127	11,98	4,57	1,2	5,48	24°30′	54	56°30′	11,6	1,24	5,70	25°30′
d_1d_2 . .	0.082	7,71	4,88	1,22	5,96	37°37′	75	78°	6,7	1,23	6,0	37°55′

После этого приступаем к вычерчиванию лопаток на чертеже, пользуясь каждым из обоих вышеприведенных в § 85 методов.

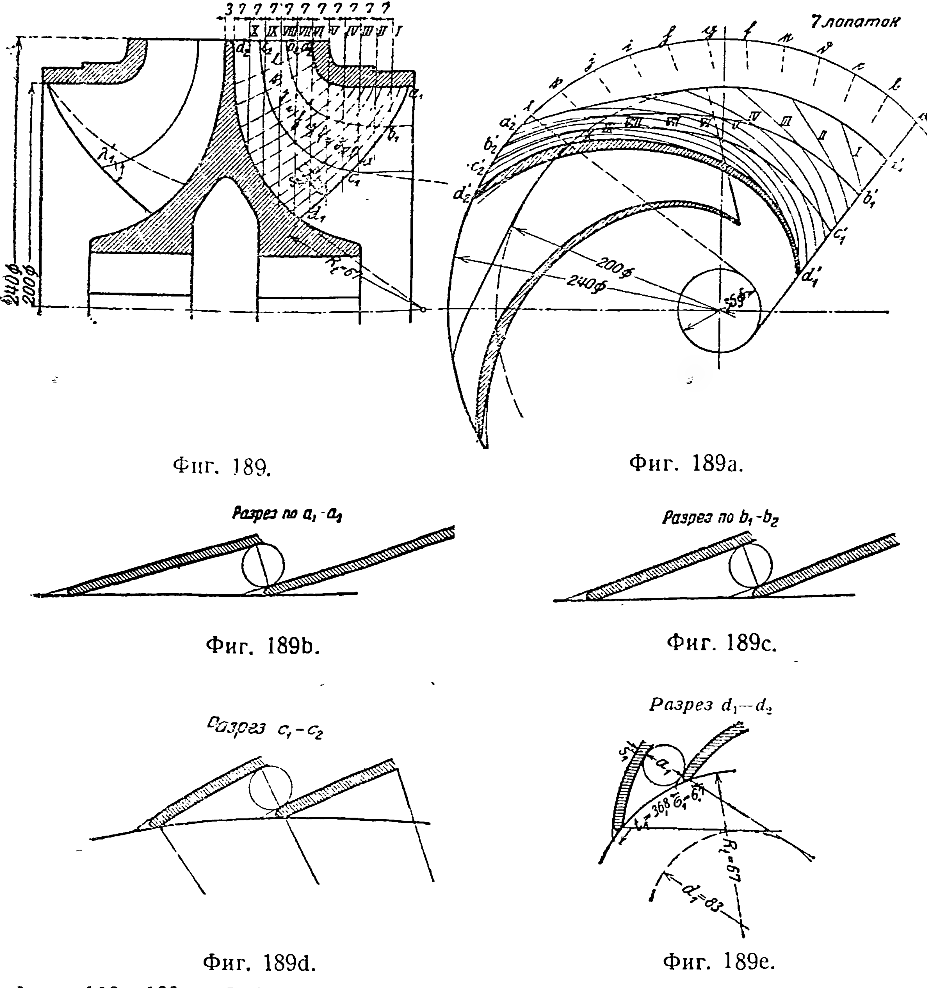
а) **Развертка концов лопаток на конические поверхности и вычерчивание их по дугам окружностей.** Для вычерчивания входных кромок лопаток применяются эвольвенты, образующий круг которых определяется непосредственно из уравнения (9). Величина σ_1 известна из вышеприведенной таблицы, a_1+s_1' — из уравнения (10). Исходя из этих данных, вычерчивают (фиг. 189b до 189e) развертки входных участков для отдельных поверхностей тока. Эвольвенты входных участков у a_1 и b_1 представляют собой прямые линии, так как в уравнении (9), служащем для их построения, $R_t=\infty$. Приняв на „плане“ проекцию входной кромки в виде прямой $a_1'd_1'$, мы можем нанести на план и очертания входных участков лопаток, перенося вычерченные развертки на поверхности тока (а не на конические поверхности), т. е. как бы „свертывая“ их. Проекция входной кромки не проходит через центр (ось), т. е. кромка лежит не в меридиональной (осевой) плоскости, а в плоскости параллельной оси. Сделано это для того, чтобы линия тока $a_1'a_2'$ не получилась слишком длинной по сравнению с линией тока $d_1'd_2'$ [1].

Очертание выходного конца лопатки лучше всего нанести на прозрачной бумаге по дуге круга так, чтобы у выхода получился принятый угол β_2. При этом весьма целесообразно принимать направление выходной кромки не параллельным оси, а наклонным к окружности выхода и при том так, чтобы еще более укоротить внешнюю линию тока $a_1'a_2'$ по сравнению с внутренней. При этом в проекции на плане концы линий токов со стороны выхода размещаются уже отдельно друг от друга. Перемещая затем прозрачную бумагу с выходной кромкой, нанесенной на нее, по отношению к входной, можно подыскать наиболее благоприятное взаимное расположение кромок, после чего концы лопаток соединяют плавными кривыми.

В заключение производят проверку плавности поверхности лопаток посредством вспомогательных сечений от a до f, как указано в § 85, c. Как видно из чертежа, полученные кривые подходят к стенке под достаточно большими углами. Таким образом положение выходной

[1] Если это является почему-либо целесообразным, входная кромка может иметь в плане криволинейное очертание.

кромки можно считать выбранным удачно. После проверки и исправления поверхности лопаток вычерчивают линии пересечения с плоскостями $I - X$, перпендикулярными к оси (так называемыми „столярными сечениями“), по которым изготовляется модель. Для дальнейшего конт-



Фиг. 189. Фиг. 189a.

Фиг. 189b. Фиг. 189c.

Фиг. 189d. Фиг. 189e.

Фиг. 189—189e. Рабочее колесо насоса низкого давления для подачи $Q = 850$ $м^3/час$ при $H = 16{,}6$ *м* и при 1 800 об/мин с разверткой линий тока на поверхности конуса и построением концов лопаток по дугам круга.

роля полученных линий тока целесообразно построить либо их конформные отображения согласно § 86, либо кривую зависимости угла β от x при помощи уравнения (10a), применяя при этом указания § 85, b и c.

b) Вычерчивание лопатки по точкам. Сперва для выбранного сечения (очертания) колеса вычерчивают кривую $(c_m)_{netto} = \frac{Q'}{2\pi r b}$ в зависимости от длин разверток x (отдельно для каждой линии тока — см. фиг. 191a — 191d), причем b является длиной нормальной (ортогональной) линии, а r — радиусом центра тяжести этой линии. Вдоль каждой

нормали скорости принимаются постоянными. При определении $c_m = (c_m)_{netto} \frac{t}{t-\sigma}$ расчет ведется для незаостренной, всюду одинаковой толщины, лопатки. Коэфициент сужения $\frac{t}{t-\sigma}$ примем (приближенно) изменяющимся по прямой, соединяющей начальное его значение, взятое из таблицы (стр. 313), с соответствующим данной лопатке конечным его значением $\frac{t_2}{t_2-\sigma_2}$. Эта величина может быть вычислена, если задаться углом наклона выходной кромки по отношению к меридиональной плоскости $\delta_2 = 45°$. Уравнение (15 b) § 85 дает при этом

$$\lambda_2 = 68°40', \quad s_2' = \frac{4}{\sin\lambda_2} = 4{,}25,$$

и следовательно,

$$\sigma_2 = \frac{4{,}25}{\sin\beta_2} = 10{,}9 \text{ мм},$$

$$\frac{t_2}{t_2-\sigma_2} = 1{,}11.$$

После этого кривая зависимости c_m, соответствующая незаостренной лопатке, может быть нами получена.

В основу дальнейшего расчета мы кладем кривые зависимости относительных скоростей w от x. Эти кривые изменения w, нанесенные на диаграммы, имеют исходные (начальные) значения относительной скорости $w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_1^2}$, различные для различных линий тока, так:

для линий тока	a_1a_2	b_1b_2	c_1c_2	d_1d_2
w_1 (вычислено по данным таблицы)	19,56	16,68	13,27	9,74 м/сек.

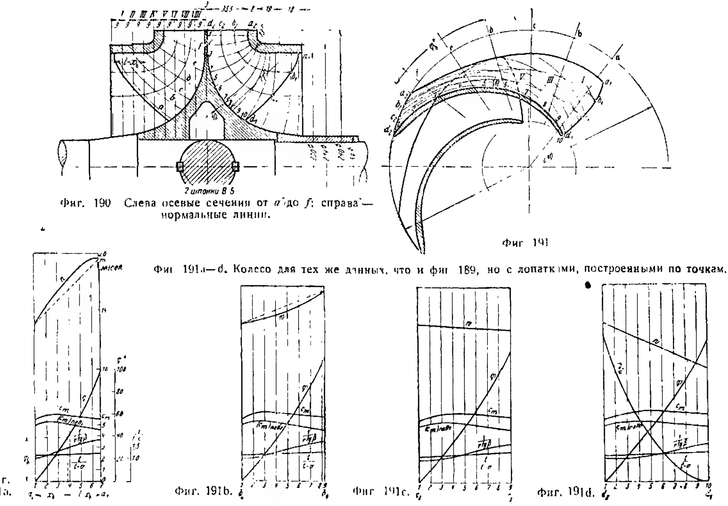
Конечные значения равны относительным скоростям выхода у незаостренных лопаток:

$$w_{2s} = c_{2m}\frac{t_2}{t_2-\sigma_2}\,\frac{1}{\sin\beta_2} = 4{,}81 \cdot 1{,}11 \cdot \frac{1}{0{,}391} = 13{,}65 \text{ м/сек}.$$

Линии w могут быть приняты прямыми только для линий тока c_1c_2 и d_1d_2. Для линии тока a_1a_2 они должны быть загнуты кверху, для b_1b_2 — книзу с тем, чтобы в плане получить примерно радиальное направление входной кромки.

После того как по уравнению (12) определены и построены кривые зависимости угла β, по уравнению (11) определяют углы φ, для чего сперва определяют площади, ограниченные кривыми $\frac{1}{r\,\mathrm{tg}\,\beta}$. Соответствующими друг другу значениями r и φ определяются проекции линий тока в плане (фиг. 191), причем при построении исходят из выходной кромки, угол наклона которой к окружности был принят нами равным 45°. Точки, отмеченные на линиях тока, соответствуют абсциссам *1*, *2* и т. д. в диаграммах фиг. 191a — 191d.

Входная кромка представляет собой в плане слегка изогнутую линию. Желательно, чтобы направление ее было близким к радиальному как по причинам, изложенным в начале § 85 в связи с уравнением (8), так и для того,



Фиг. 190 Слева осевые сечения от a до f; справа — нормальные линии.

Фиг 191

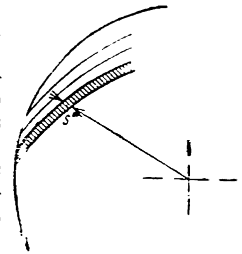
Фиг 191a—d. Колесо для тех же данных, что и фиг 189, но с лопатками, построенными по точкам.

Фиг. 191a. Фиг. 191b. Фиг 191c. Фиг. 191d.

чтобы избежать малого угла между поверхностью лопатки и боковыми стенками колеса, вызывающего увеличение потерь на трение. Если имеет место значительное отклонение от радиального (фиг. 191) направления, то рекомендуется средние линии тока укоротить, а внешние удлинить. Первое достигается выгибанием кривых w вниз, а второе — выгибанием их вверх, что можно выполнить, не нарушая плавности поверхности. Точно так же при проектировании следует иметь в виду возможность изменения положения входной кромки в меридиональном сечении или изменения наклона выходной кромки по отношению к внешней окружности.

Вычерчивание меридиональных сечений и сечений столярных (т. е. нормальных к оси) для входа на лопатку оказывается затруднительным тогда, когда меридиональные проекции линий тока проходят параллельно оси и линии тока проецируются в плане почти в виде дуг круга. В этом случае рекомендуется использовать кривые зависимости φ (фиг. 191a — 191d), определяя из них длины разверток x линий тока и тем самым определяя расстояние $l-x$ от входной кромки. Такое построение показано на фиг. 191a, т. е. для линии тока a_1a_2, для точки пересечения с меридиональной плоскостью $\mathfrak{b}$.

Полученная поверхность изображена на фиг. 191, как передняя сторона лопатки. В действительности же, строго говоря, она должна представлять при этом методе проектирования среднюю ее поверхность; переднюю и заднюю поверхности лопатки можно было бы получить, отступив от нее в обе стороны на половину толщины лопатки.



Фиг. 192.

Для линии тока d_1d_2 на фиг. 191d приведена также кривая изменения момента количества движения rc_u. Вследствие конечного числа лопаток значения, получаемые из диаграмм для w и rc_u, для входа и выхода из колеса не соответствуют действительности и даже не представляют собой средних действительных значений.

c) Дополнительные замечания к обоим способам. Полученные в плане (заштрихованы на фиг. 189a и 191) очертания сечения лопаток стенкой колеса d_1d_2 вследствие острого угла кромки и косого направления проекции должны быть вычерчены с шириной, не равной действительной толщине ($s = 4$ *мм*) лопатки. Ее величина определяется по толщине стенки s''' в радиальном направлении в плане (фиг. 192) из

$$s''' = \frac{s \sin \varepsilon_l}{\sin \lambda_l \cos \beta}. \tag{25}$$

Здесь ε_l (фиг. 184a) есть угол, который может быть определен из меридионального сечения, — это угол наклона меридиональной проекции линии тока по отношению к линии, параллельной оси; β — угол, уже известный нам из расчета лопатки и λ_l — угол между стенкой колеса и поверхностью лопатки, который по уравнению (15) § 85 равен

$$\operatorname{ctg} \lambda_l = \operatorname{ctg} \lambda_l' \cos \beta,$$

причем λ_l' (фиг. 184a) берется из чертежа. Надо, однако, иметь в виду, что вычерченная поверхность должна рассматриваться как средняя поверхность лопатки.

Удельное число оборотов насоса по уравнению (2) § 81 будет равно

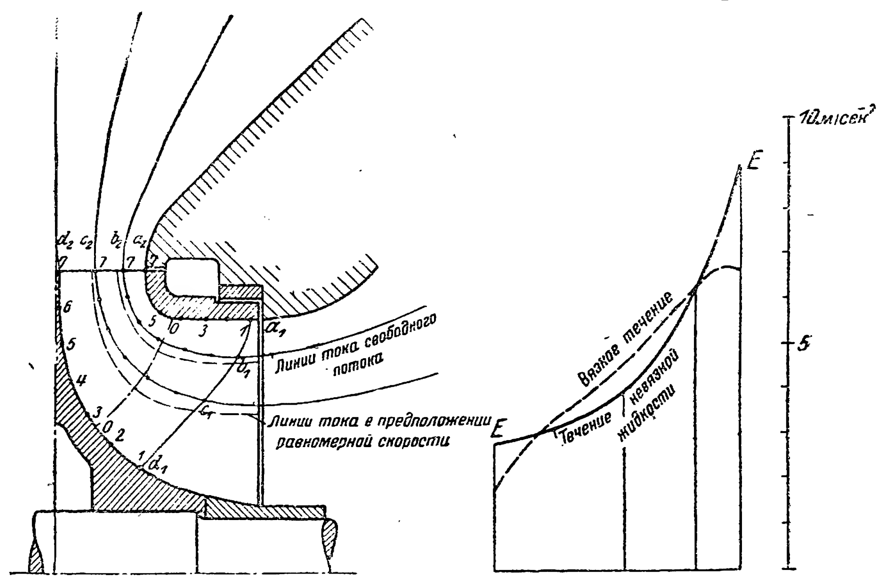
$$n_s = 3{,}65 \cdot 1\,800\, \frac{\sqrt{0{,}236}}{16{,}6^{\frac{3}{4}}} = 388,$$

а удельная угловая скорость по уравнению (8a) § 81 равна

$$\omega_s = \frac{388}{193{,}3} = 2{,}01.$$

89. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЛОПАТКИ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ, ЧТО ПОТОК В МЕРИДИОНАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ ПОТЕНЦИАЛЕН

До сих пор предполагалось, что в меридиональной плоскости скорости вдоль нормальной (ортогональной) линии одинаковы. Это предположение не соответствует действительности и более вероятно, что распределение линий тока в меридиональном сечении будет таким же, как и приведенное в § 7 для потенциального („свободного") потока (поскольку влияние трения сперва не учитывается). При этом меридиональные скорости должны сильно уменьшаться от линии тока a_1a_2 к d_1d_2.



Фиг. 193. Изменение линий тока в меридиональном сечении в предположении свободного течения.

Фиг. 193а. Изменение меридиональной скорости по нормальной линии $O — O$ (фиг. 193).

Если начертить линии тока, пользуясь методами, указанными в § 7, то они сместятся, как то видно из фиг. 193, относительно прежде принятых линий тока (на чертеже последние показаны пунктиром). При определении картины токов недостаточно рассматривать протекание лишь только через одно колесо, наоборот, следует рассмотреть протекание также и через примыкающую всасывающую трубу и полость направляющего аппарата. Это тем более необходимо, чем более сильно расходятся стенки примыкающей спиральной камеры.

Сколь велико различие в скоростях, получаемых в этом предположении, видно из фиг. 193а, на которой приведена кривая для нормали OO. Ввиду этого углы лопаток должны быть теперь (т. е. при расчете в новом предположении) другими как для входа, так и для выхода из колеса. Особенно же в данном случае будут различными для разных линий тока углы β_2, как то видно непосредственно из уравнения

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{c_{2m}}{u_2 - c_{2u}}. \qquad (26)$$

И именно, так как $u_2 - c_{2u}$ остается постоянным (в том случае, если выходная кромка расположена в меридиональном сечении параллельно оси), то угол β_2 при этом должен заметно уменьшаться в направлении от a_2 к d_2. Если же выходную кромку расположить в меридиональном сечении с соответствующим наклоном к оси, то можно достичь одного и того же угла β_2 для всех линий тока.

Если желательно учесть и влияние вязкости, то нужно кривые c_m для отдельных нормальных линий изменить в соответствии с распределением скоростей в турбулентном потоке (фиг. 21) так, как то показано на фиг. 193а пунктиром.

При этом изменение это должно быть проведено так, чтобы подача, т. е. выражение

$$Q = \int_0^y 2 r \pi dy \cdot c_m$$

осталось неизменным (в этом уравнении y обозначает длину соответствующей нормали). Хотя при этом нельзя более пользоваться методами, приведенными в § 7, однако даже такого рода приближенный учет неравномерности распределения скоростей благоприятствует правильному очертанию выходной кромки.

90. СПОСОБ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЛОПАТКИ ПО ТОЧКАМ ДЛЯ ТОГО СЛУЧАЯ, КОГДА ВХОДНАЯ И ВЫХОДНАЯ КРОМКИ НАПРАВЛЕНЫ В ПЛАНЕ ПО РАДИУСУ

Меридиональное течение идеальной (невязкой) жидкости в колесе с бесконечно большим числом лопаток может являться согласно Мизесу [1] и Бауэрсфельду [2] потенциальным только в тех случаях, когда кривые постоянного момента количества движения rc_u направлены в плане по радиусам. Несмотря на то, что конечное число лопаток и вязкость нарушают справедливость этого закона, мы все же укажем нижеприведенный метод проектирования лопаток, основанный на этом законе, так как одновременно с этим будет показан ход проектирования очертания лопатки в меридиональной проекции чертежа в соответствии с ее очертанием, заданным в плане.

Согласно сделанному предположению входные и выходные кромки должны лежать в плоскостях, проходящих через ось, ибо они являются линиями постоянного момента количества движения. Таким образом очертания кромок (проекции их) в плане становятся известными, как только для каждой из них будет задана одна точка. Мы начинаем с того, что задаемся очертаниями выходной кромки как в плане, так и в боковой (меридиональной) проекции чертежа. В последней кромка наклонена к оси ввиду того, что c_{2m} изменяется весьма сильно. Далее определяем очертание в плане линии тока (c_1c_2), пользуясь для этого вышеприведенным методом построения по точкам (фиг. 194, 195, 195а). Картину токов свободного меридионального потока строим по указа-

---

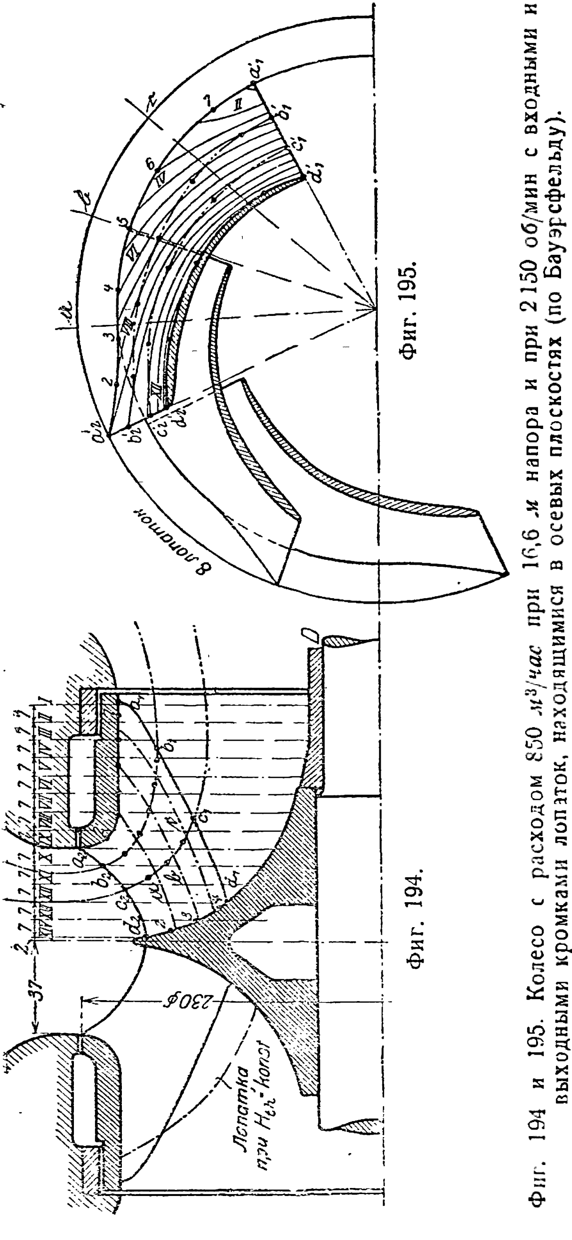
[1] Theorie der Wasserräder, стр. 28 и след. и 108, Leipzig. 1908.

[2] Bauersfeld, Die Konstruktion der Francis-Schaufel nach der Lorenzschen Turbinentheorie. Z. VDI, 1912, стр. 2045.

ниям § 7. В основу проектирования лопатки кладем кривые rc_u и c_m, из которых последняя определяется по только что построенной картине токов, а первая определяется по известным граничным условиям:

$$r_1c_{1u}=0 \text{ и } r_2c_{2u}=\frac{u_2c_{2u}}{\omega}=$$

$$=\frac{gH_{th\,\infty}}{\omega} \text{ (фиг. 195a)}^1.$$



Фиг. 194 и 195. Колесо с расходом 850 $м^3/час$ при 16,6 $м$ напора и при 2 150 об/мин с входными и выходными кромками лопаток, находящимися в осевых плоскостях (по Бауэрсфельду).

На основе определенной отсюда проекции $c_1'c_2'$ рассматриваемой линии тока можно определить место положения входной кромки в плане. Далее, на чертеж (план) наносят остальные линии токов, руководствуясь при этом тем, чтобы моменты количества движения для равных углов φ были одинаковы, что необходимо для удовлетворения вышеупомянутого закона. Очертание входной кромки на боковой проекции чертежа может быть определено лишь после того, как все линии тока нанесены в плане.

Кривая зависимости rc_u от φ, служившая основой для определения первой линии тока c_1c_2, является общей для всех линий тока. Эта кривая вычерчена на фиг. 195b на основе использования кривых φ и rc_u, приведенных на фиг. 195a. Теперь вся работа заключается в том, чтобы из этой кривой вывести кривые зависимости (φ, x) для еще неначерченных линий тока, так как этим самым определяется взаимно зависимость между φ и r, необходимая нам для нанесения линий тока в плане. Сперва возможно вычертить лишь

[1] Величина c_m' на фиг. 195a и 195c обозначает меридиональную скорость без учета (первоначально принимаемого на-глаз) сужения лопаток [таким образом она аналогична $(c_m)_{netto}$].

кривые зависимости r и c_m от x, как это и сделано на фиг. 195c для линии тока a_1a_2. Для этой цели используют уравнение (10a), переписывая его в форме

$$\frac{d\varphi}{dx}=\frac{1}{r\operatorname{tg}\beta}=\frac{1}{r}\ \frac{u-c_u}{c_m}=\frac{r^2\omega-(rc_u)}{r^2c_m}. \qquad (27)$$

Отсюда может быть определена кривая (φ, x) путем последовательного построения ряда касательных, начиная с $x=0$ (т. е. от $\varphi=0$), причем значения rc_u определяют из диаграммы фиг. 195b. Так как кривые φ обычно обладают значительной кривизной, то этот способ не точен. Поэтому рекомендуется согласно указаниям Бауэрсфельда строить сначала кривые (rc_u, x), как на фиг. 195c, а затем использовать уравнение (27) в следующем начертании:

$$\frac{d\varphi}{d(rc_u)}\ \frac{d(rc_u)}{dx}=\frac{r^2\omega-(rc_u)}{r^2c_m},$$

откуда

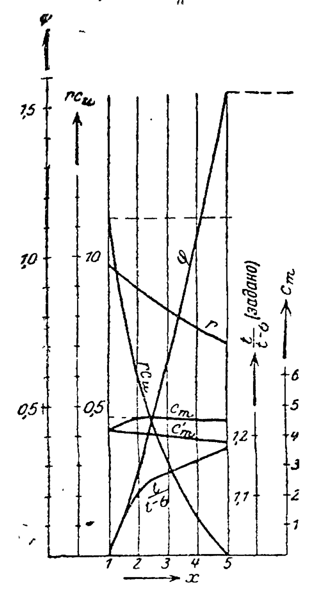
$$\frac{d(rc_u)}{dx}=\frac{d(rc_u)}{d\varphi}\ \frac{r^2\omega-(rc_u)}{r^2c_m}. \qquad (28)$$

Значения выражения $\frac{d(rc_u)}{d\varphi}$, входящего в это уравнение, определяются непосредственно из фиг. 195b. Кривая rc_u может быть получена при помощи уравнения (28), как огибающая своих касательных. При этом построение начинают от оси ординат, откладывая на ней уже известное значение r_2c_{2u}, затем строят ряд касательных (методом конечных разностей); одновременно с этим из фиг. 195b определяются и значения углов φ. Проверкой способа является то, что, исходя из имеющихся кривых rc_u, мы должны, пользуясь методом, изложенным в § 85b, притти к тем же значениям φ.

Лопатки фиг. 194 и 195 спроектированы для тех же условий работы (Q и H) насоса и при одинаковом очертании стенок колеса, что и в примере § 88. Лишь только наибольший диаметр колеса уменьшен с 240 до 230 *мм* и число оборотов увеличено с 1 800 до 2 150 об/мин. Коэфициент быстроходности согласно уравнению (2) § 81 равен $n_s=463$.

Положение входной кромки, полученное в боковой проекции чертежа, дает короткую линию тока d_1d_2 и длинную линию тока a_1a_2. Для сравнения в левой части фиг. 194 пунктиром показано очертание входной кромки, обеспечивающее для различных линий тока неизменность H_{th}, т. е. дающее $\frac{r_2^2}{S}=\text{const}$. Отсюда можно видеть, что лопатка, построенная по методу Бауэрсфельда, не удовлетворяет соотношениям, целесообразным для конечного числа лопаток, так как для отдельных линий тока развиваемые напоры различны. Этот недостаток может быть частично выправлен путем увеличения поверхности лопатки в районе коротких линий тока, для чего входную кромку выносят вперед (по отношению только что полученной), причем этот дополнительный уча-

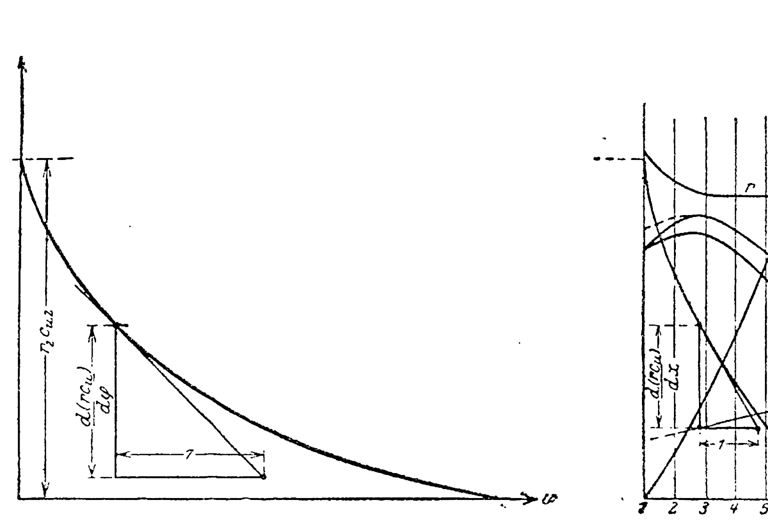
сток лопатки выполняют нерабочим, т. е. для него rc_u, а следовательно, и c_u должны быть равны нулю. Далее остается нерешенным вопрос о том, действительно ли ухудшение гидравлического к. п. д. не оправдывает удлинения лопатки в районе линии тока a_1a_2 в сторону всасывания, делаемого с целью уменьшить влияние конечности числа лопаток (Minderleistung). Наличие острых углов между осевыми сечениями a, b, c и т. д. и наружной стенкой колеса (см. § 78d и конец § 85) следует считать недостатком колес, построенных по указанному методу.



Фиг. 195 а.

91. НАКЛОННОЕ ПОЛОЖЕНИЕ ВЫХОДНОЙ КРОМКИ В МЕРИДИОНАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ

До сих пор мы рассматривали только такие лопатки (за исключением лопаток, разобранных в предыдущем параграфе), у которых выходная кромка находилась на поверхности цилиндра, ось которого совпадала с осью вращения колеса; связанное с этим постоянство диаметров D_2 для всей выходной кромки гарантирует неизменность расчетной величины $H_{th\infty}$ для всех



Фиг. 195 b. Фиг. 195 c.

Фиг. 195а — 195с. Кривые к лопаткам фиг. 194 и 195.

линий тока лишь в том случае, если, кроме того, неизменны и c_{2m} и β_2, ибо (фиг. 82)

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g} c_{2u} = \frac{u_2}{g} (u_2 - c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2) . \tag{29}$$

Однако значения c_{2m} для выходной кромки могут быть различны, что и видно на фиг. 193а.

Для того чтобы обеспечить для разных линий тока одну и ту же величину действительной работы лопатки H_{th}, кроме того, должны быть неизменны [1] и коэфициенты p, т. е. статические моменты S отдельных линий тока меридионального сечения (§ 84). Если же для линий тока требуют равенства действительных напоров

$$H = \eta_h H_{th} , \tag{29a}$$

что необходимо, когда желают избежать появления паразитных токов, вызывающих потери, то ко всему этому привходит, понятно, еще и влияние гидравлических потерь. Эти потери различны для отдельных струек (линий токов), так как относительные скорости у входа, так же как и длина и сечение каналов для отдельных струек, сильно отличаются друг от друга. Из-за этого отпадает необходимость в равенстве напоров H_{th}, которые и будут изменяться от струйки к струйке, поскольку изменяется η_h. Так как очертания входной кромки могут быть изменены только в определенных границах (см. середину § 84), то таким образом выравнять вышеупомянутую неравномерность оказывается возможным (и необходимым) лишь на выходной кромке. Это значит, что D_2, а иногда и β_2 должны быть сделаны различными для различных линий тока. Рассматривавшиеся до сих пор лопатки с постоянным для всех линий тока диаметром D_2 могут, таким образом, быть усовершенствованы (в особенности при большой быстроходности), и ниже, в настоящем параграфе, приводится метод расчета для приближенного определения положения наклонной выходной кромки в меридиональном сечении [2].

Мы исходим из уравнения (15) § 26:

$$H = H_{th} - \zeta_1 \frac{w'_0{}^2}{2g} - \zeta_2 \frac{c_3^2}{2g} , \tag{30}$$

где ζ_1 и ζ_2 суть коэфициенты, взятые из опытов. Это уравнение учитывает только изменения условий при входе и выходе из колеса и не учитывает влияния формы канала, которая в нашем случае чрезвычайно разнится для различных струек. Это влияние, однако, значительно меньше разобранного выше. Подставляем в уравнение (30)

$$w_0^2 = c_0^2 + u_1^2 ,$$

[1] Если желательно учесть влияние различия форм линий тока на уменьшение мощности (см. конец § 42а), то также и S не следует выбирать одинаковыми для разных линий тока.

[2] Pfleiderer, Untersuchungen aus dem Gebiet der Kreiselradmaschinen, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 295, стр. 90 и след.

далее, согласно фиг. 82 и уравнению (20) § 42, пренебрегая конечной толщиной лопатки, т. е. считая $c_{3m} = c_{2m}$,

$$c_3^2 = c_{2m}^2 + c_{3u}^2 = c_{2m}^2 + \left(\frac{c_{2u}}{1+p}\right)^2 =$$
$$= c_{2m}^2 + \left(\frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\right)^2,$$

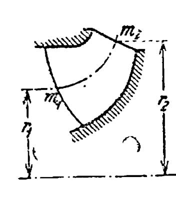
и наконец, согласно уравнению (29)

$$H_{th} = \frac{H_{th\,\infty}}{1+p} = \frac{u_2(u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2)}{g(1+p)}. \qquad (31)$$

Подставив эти значения w_0, c_3 и H_{th} в уравнение (30), получаем квадратное уравнение относительно u_2 следующего вида:

$$\frac{u_2^2}{1+p}\left(2 - \frac{\zeta_2}{1+p}\right) - 2u_2\frac{c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\left(1 - \frac{\zeta_2}{1+p}\right) =$$
$$= 2gH + \zeta_1(c_0^2 + u_1^2) + \zeta_2 c_{2m}^2\left[1 + \left(\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\right)^2\right]. \qquad (32)$$

Из этого уравнения можно определить окружную скорость u_2 выхода из колеса для любой струйки, а отсюда и $r_2 = \frac{u_2}{\omega}$, иначе говоря, конечную точку m_2 струйки (фиг. 196). При этом c_0 и u_1 определяются принятым очертанием входной кромки, а значение β_2 берем из приведенного расчета лопатки. p определяем для каждой струйки по уравнению (22) § 42; c_{2m} определяется по картине токов меридионального течения. Для определения последних двух величин необходимо предварительно задаваться значением r_2. Если высчитанное затем значение r_2 будет сильно отличаться от предварительно принятого, то расчет следует повторить. Значения ζ_1 и ζ_2 могут быть приняты для насосов данного типа равными:



Фиг. 196.

$$\zeta_1 = 0{,}08 \text{ до } 0{,}2, \qquad \zeta_2 = 0{,}2 \text{ до } 0{,}3.$$

ζ_2 больше ζ_1 потому, что замедление потока в направляющем аппарате значительнее, чем в колесе, где часто даже имеется ускорение его. Мы принимаем ζ_1 постоянным для различных струек в колесе, несмотря на различие форм канала, и определяем оба коэфициента для средних струек, используя для этого нижеследующее уравнение для η_h, являющееся следствием уравнения (30) и совпадающее с уравнением (17) § 26:

$$\eta_h = \frac{1}{1 + \frac{1}{2gH}(\zeta_1 w_0^2 + \zeta_2 c_3^2)}. \qquad (33)$$

При этом значение величины η_h принимаем в соответствии данному типу насоса и полагаем, что ζ_2 примерно равняется $2\zeta_1$. Точность описанного метода повышается, если учесть (согласно § 89) неравномерность распределения c_m вдоль по нормальной линии. Если c_{2m} или β_2 меняются по выходной кромке незначительно, то получаемый наклон кромки обычно оказывается небольшим.

Надо иметь в виду, что определенное таким образом очертание кромки соответствует только одной определенной подаче. Для других режимов работы насоса снова установятся вторичные токи, так как начнет оказывать влияние различие в величине удара при входе [уравнение (14) § 57] и точно так же значительно изменятся и приращения энергии H_{th} для отдельных струек (вследствие неравенства для них u_2). Этот недостаток тем сильнее, чем больше наклон выходной кромки и чем сильнее различие в форме отдельных струек Это имеет следствием то, что к. п. д. по обе стороны от точки, соответствующей наивыгоднейшему режиму, падает более резко (а расход мощности при холостом ходе увеличивается), чем то было в случае лопаток одинарной кривизны.

В следующем параграфе (примерном расчете) ход расчета по описанному методу показан еще более наглядно.

91а. РАСЧЕТ НАСОСА С ПОЛУОСЕВЫМ КОЛЕСОМ И ОСЕВЫМ НАПРАВЛЯЮЩИМ АППАРАТОМ (ФИГ. 197 И 198)

Задание: спроектировать насос на $Q = 3\,000$ *м³/час*, $H = 9{,}0$ *м*, $n = 900$ об/мин. Таким образом по уравнению (2) § 81 коэфициент быстроходности (удельное число оборотов) $n_s = 576$.

Добавляя к расходу для надежности 9%, имеем $Q' = 1.09 \cdot \dfrac{3\,000}{3\,600} = 0.91$ *м³/сек*. При диаметре втулки $d_n = 90$ *мм* и $D_s = 500$ *мм* по уравнению (25) § 31 имеем $c_s = 4.8$ *м/сек*. $\eta_h = 0.84$ дает нам $H_{th} = \dfrac{9.00}{0.84} = 10.7$ *м*. Для того чтобы D_2 было больше D_s, угол β_2 (измеряемый в поверхности тока, а не в плоскости, перпендикулярной оси) выбираем как можно меньшим, именно $\beta_2 = 16°$. Если положить $p = 0.3$, то получим

$$H_{th\infty} = 1.30 \cdot 10.70 = 13.90 \text{ м}.$$

Далее, приняв

$$(c_{2m})_{n\,et\,o} = c_{2m} = 5.50 \text{ м/сек},$$

получим по уравнению (35) § 31 $u_2 = 24.68$ *м/сек*, т. е. $D_2 = 0.524$ *м*. Теперь, принимая во внимание продолжение колеса в виде направляющего аппарата, строим профиль колеса (линии a_1a_2 и e_1e_2), а также и линии токов b_1b_2, c_1c_2, d_1d_2, стремясь к наибольшему возможному наклону его боковых стенок и к плавному переходу от c_s до c_{2m} (фиг. 197), причем меридиональные скорости снова считаем одинаковыми вдоль по каждой нормали, так как линии тока, особенно при выходе из колеса, искривлены весьма незначительно. Во избежание невыгодных форм выходной кромки очертания боковых стенок колеса должны проектироваться таким образом, чтобы величина $(c_m)_{n\,et\,o}$ в области выходной кромки оставалась постоянной или плавно уменьшалась к периферии. Наносим на-глаз очертание входной кромки в боковой проекции чертежа. По полученному $D_2 = 0.524$ *м* находим величину статического момента средней струйки (конец § 42) $S = 0.0436$ *м²*.

Число лопаток z определяем по уравнению (1) § 70. Если принять $z = 5$ и $\psi = 0.85$, таким образом сравнительно малые (вследствие малости угла β_2 по

уравнению (23) или (33) § 42], то уравнения (22) и (21) § 42 дадут нам $p = 0{,}269$, $H_{th\infty} = 13{,}58$ *м*. В меридиональном сечении для нормали, проходящей через точку выхода на рассматриваемой средней линии тока, значение $c_{2m} = 5{,}0$ осталось неизменным.

Таким образом по уравнению (35) § 31 получаем $u_2 = 24{,}58$ *м/сек* и соответственно $D_2 = 0{,}521$ *м*, что достаточно хорошо совпадает с нашим предварительным предположением. Это значение D_2 является окончательным для средней струйки, к ней же относится и значение $S = 0{,}0423$ *м*². Для определения наклонного положения выходной кромки определяем (по стр. 325) для этой струйки коэфициенты потерь ζ_1 и ζ_2.

Для соответствующей точки входной кромки имеем из чертежа

$$r_1 = 0.1855 \text{ м}.$$

далее

$$c_0 = 5.02 \text{ м/сек}; \quad u_1 = 17.50 \text{ м/сек}.$$

и следовательно.

$$w_0^2 = c_0^2 + u_1^2 = 321{,}5 \text{ м}^2/\text{сек}^2.$$

Точно также, в точке выхода

$$c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2} = 4.28 \text{ м/сек}. \quad c_3^2 = c_{2m}^2 + c_{3u}^2 = 48.6 \text{ м}^2/\text{сек}^2.$$

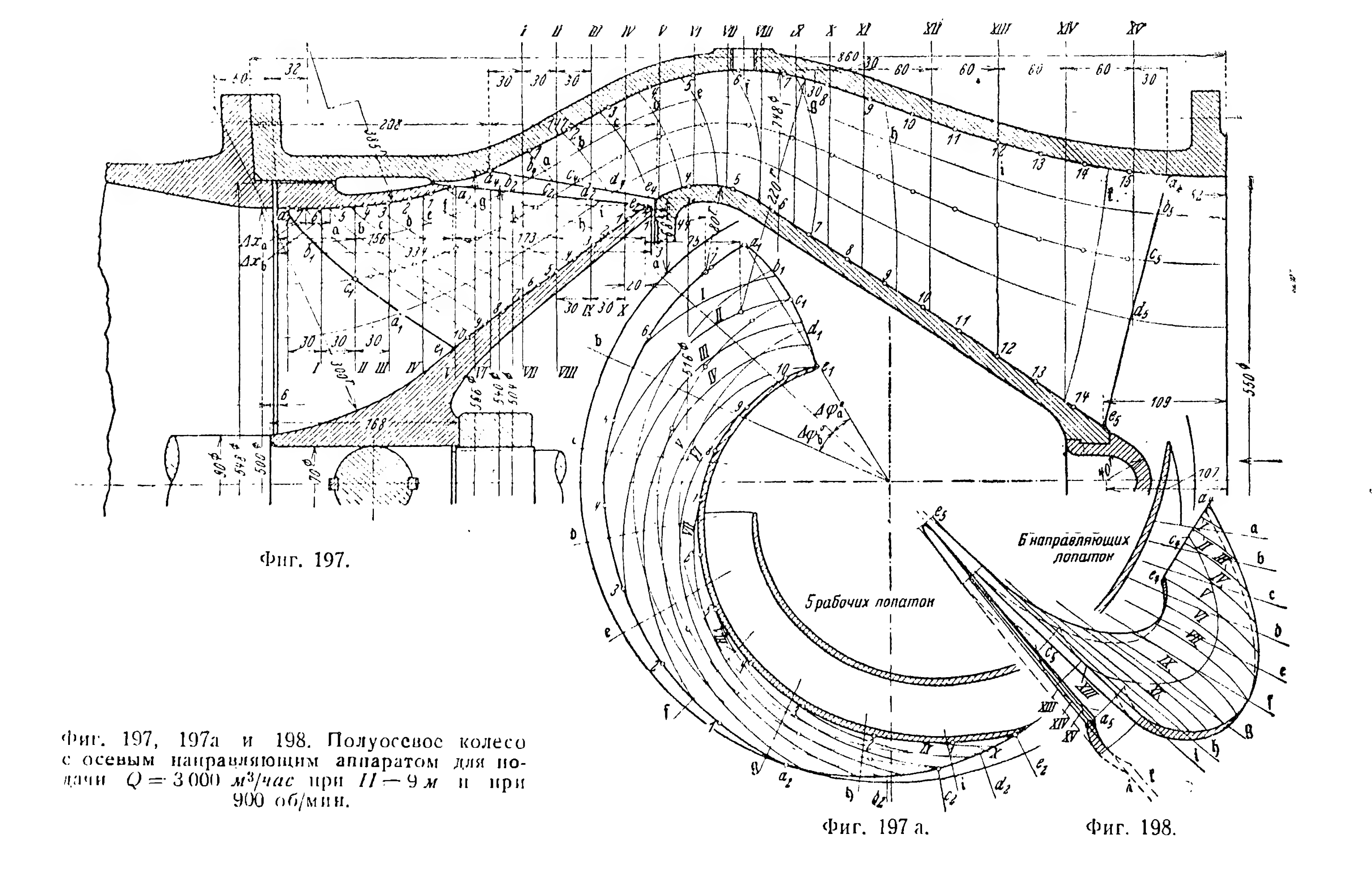
При этих данных и при $\eta_h = 0.84$ уравнение (33) дает в (предположении что $\zeta_2 = 2\zeta_1$) $\zeta_1 = 0{,}08$, $\zeta_2 = 0{,}16$.

Далее, определяем по уравнению (32) значения u_2 и D_2 для каждой из остальных четырех струек, причем угол β_2 принимаем равным 16° по всей длине выходной кромки. Затем, задавшись величиной r_2 для каждой струйки, определяем значения S и p, а по меридиональному сечению находим величину c_{2m}. Если в результате имеется значительное расхождение с принятыми ранее величинами, подсчет приходится повторять. Результаты расчетов сводим в нижеприведенную таблицу. При этом в последней колонке таблицы даны также значения η_h, которые были определены для отдельных струек по уравнению (33).

Таблица для определения положения наклонной выходной кромки в меридиональном сечении

Линия тока	r_2	S [уравнение (27) § 42]	c_{2m}	p [уравнение (22) § 42]	c_0	u_1	w_0^2	u_2 [уравнение (32)]	r_2	η_h
—	в *м*	в *м*²	в *м/сек*	—	в *м/сек*	в *м/сек*	в *м*²/*сек*²	в *м/сек*	в *м*	—
a_1a_2	0,2700	0,0378	5,60	0,328	4,815	23,57	577,2	25,51	0,270	0,765
b_1b_2	0,2650	0,0413	5,57	0,280	4,88	20,60	448,8	25,02	0,266	0,802
c_1c_2	0,2605	0,0423	5,50	0,273	5,02	17,50	321,5	24,60	0,261	0,840
d_1d_2	0,2567	0,0408	5,40	0,275	5,20	14,66	242,0	24,19	0,257	0,867
e_1e_2	0,2530	0,0403	5,31	0,270	5,30	11,56	162,0	23,76	0,252	0,897

Для последующего вычерчивания отдельных струек по точкам применяем уравнение (13) § 85, так как значения $(c_m)_{netto}$ уже известны, а изменение величины s' принимаем происходящим по прямой, соединяющей точки s_1' [по уравнению (7)] и s_2' [по уравнению (15b) § 85] Угол наклона δ_2 выходной кромки



Фиг. 197.

Фиг. 197 а.

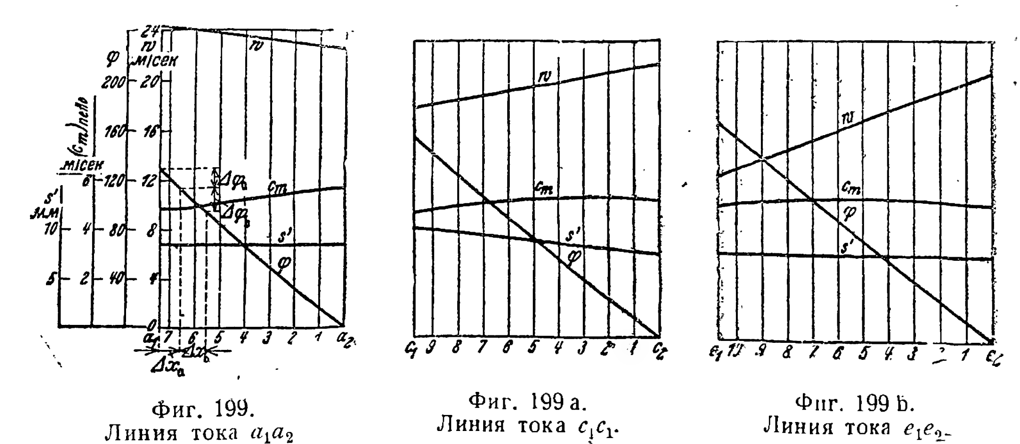
Фиг. 198.

Фиг. 197, 197а и 198. Полуосевое колесо с осевым направляющим аппаратом для подачи $Q = 3\,000$ м³/час при $H = 9$ м и при 900 об/мин.

по отношению к окружности (видимый в поверхности кругового цилиндра D_2, а не в меридиональном сечении) может быть при определении s_2' принят сперва произвольной величины, ибо он мало влияет на утоньшение лопатки к выходу.

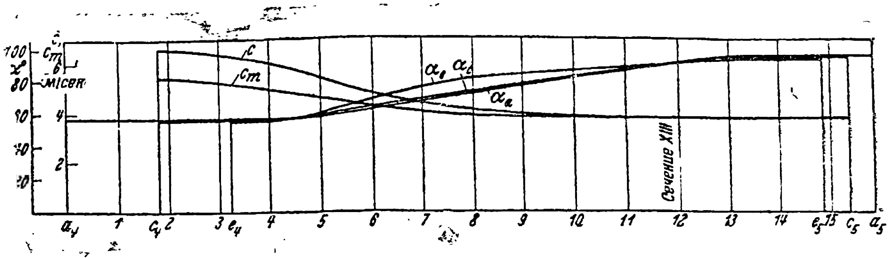
При $\delta_2 = 45^0$ уравнение (15b) дает $\operatorname{ctg} \lambda_2 = 0{,}276$, $\lambda_2 = 74^0 32'$, $s_2' = \frac{8}{\sin \lambda_2} = 8{,}3$ *мм*.

Соотношения для входной кромки определяются так, как это указано в таблице к § 88. Для вычерчивания кривых зависимости w необходимо кроме величины w_1 знать также конечную величину w_{2s}, соответствующую не утоньшающейся к концу лопатке. Последняя не остается постоянной для различ-



Фиг. 199. Линия тока a_1a_2 | Фиг. 199 a. Линия тока c_1c_1. | Фиг. 199 b. Линия тока e_1e_2.

Фиг. 199, 199a и 199b. Кривые к построению лопатки колеса фиг. 197.



Фиг. 199c. Кривые к построению направляющей лопатки фиг. 197 и 198.

ных струек, так как для них величины c_{2m} различны. Так как для средних струек $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}$, определяемое $\left(\text{по уравнению } \sigma_2 = \frac{s_2'}{\sin \beta_2}\right)$ значением s_2', равняется 1,1 то значения w_{2s} определяем в согласии с указаниями нижеследующей таблицы:

Струйки	a_1a_2	b_1b_2	c_1c_2	d_1d_2	e_1e_2
$(c_{2m})_{netto}$	5,60	5,57	5,50	5,40	5,31 *м/сек*
$c_{2m} = 1{,}1\ (c_{2m})_{netto}$	6,16	6,14	6,06	5,95	5,86 "
$w_{2s} = \frac{c_{2m}}{\sin \beta_2}$	22,35	22,21	21,99	21,58	21,22

На фиг. 199-199b приведены диаграммы, необходимые для построения по точкам очертаний трех струек a_1a_2, c_1c_2 и e_1e_2, как видно из этих диаграмм линия w может быть оставлена прямой, и при этом входная кромка не очень сильно отклоняется в плане от радиального направления. Это достигается соответственным выбором очертания (в направлении окружностей) выходной кромки, причем необходимо следить за тем, чтобы очертания в осевых сечениях были благоприятными [т. е. чтобы они были по возможности нормальны (в местах пересечения) к боковым поверхностям колеса], не обращая внимания на то, что в результате этого можно получить наклонное (по отношению к окружностям) положение выходной кромки и необходимость ее искривления. Лопатки изображены на фиг. 197 и 197a. Обычно подобные быстроходные колеса выгодно выполнять открытыми (т. е. без наружной стенки), что приводит к значительному уменьшению потерь на трение колеса о воду. В этом случае рекомендуется сильно утолщать лопатки вблизи втулки для обеспечения достаточной их прочности.

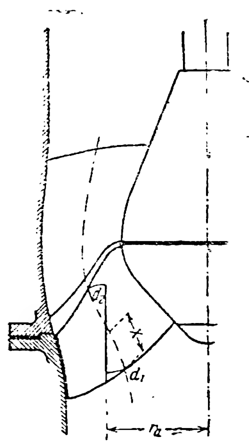
Изображенный на фиг. 197—198 направляющий аппарат спроектирован по расчетам трех струек a_4a_5, c_4c_5 и e_4e_5 на основе заданных на фиг. 199c кривых α, причем для расчета было использовано уравнение (22) § 49, а очертание обеих стенок аппарата было найдено заранее при помощи положенной в основу кривой зависимости c_m для средней линии тока. Определенная для этого по уравнению (21) § 49 кривая зависимости c нанесена на фиг. 199c дополнительно, как характеризующая преобразование скорости в давление. Входная кромка направляющего аппарата в меридиональном сечении не параллельна выходной кромке колеса для того, чтобы избежать слишком острых углов. Необходимо предусмотреть, пользуясь законом площадей, зазор между колесом и направляющим аппаратом, а затем определить по уравнению (5) § 47 угол входа α_4, т. е. начальное значение кривой α, определив для этого предварительно значение $\operatorname{tg}\alpha_3$. Конечное значение кривой α дается уравнениями (16) и (17) § 48: причем дополнительный угол отклонения определяем по величине $\psi_l = 1{,}2$.

Из „плана" фиг. 198 видно, что входная кромка наклонена к окружности, также и выходная кромка не лежит в осевой плоскости. Те точки лопатки, в которых величина угла λ переходит через значение 90°, находятся в плоскости „столярного" (нормального к оси) сечения *XIII*.

Так как в подобных насосах корпус обычно имеет разъем в горизонтальной плоскости, то число лопаток направляющего аппарата выбирают таким, чтобы они в плане не перекрывали друг друга в радиальном направлении.

92. ПОЛУОСЕВОЕ ВИНТОВОЕ КОЛЕСО

Метод расчета, приведенный в предыдущем разделе, может быть применен и в том случае, если выходная кромка колеса в меридиональной плоскости сильно наклонена по отношению к оси (фиг. 200). Этот большой наклон становится при увеличивающейся быстроходности необходимым, так как иначе лопатки имели бы у втулки очень длинные профили с очень большой поверхностью трения. Таким образом получают тип колес, изображенный на фиг. 200a или 293. При высокой быстроходности они весьма схожи с описанными в § 94 пропеллерными колесами, а в отношении быстроходности лишь несколько уступают последним. Изготовление лопаток таких колес несколько более сложно.

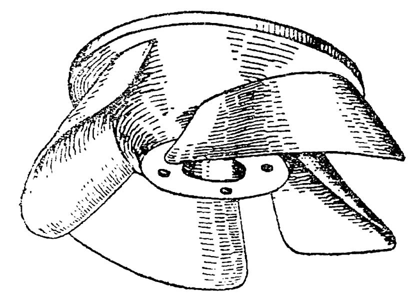


Фиг. 200. Полуосевой пропеллерный насос.

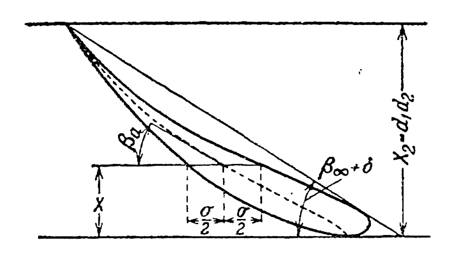
Эти конические пропеллеры имеют по сравнению с осевыми значительное преимущество, выражающееся в том, что у них расход мощности при холостом ходе

значительно меньше, а кривая к.п.д. вследствие этого падает вниз менее круто. Последнее объясняется тем, что у этих насосов окружные скорости в различных точках выходной кромки различаются между собой менее сильно, чем у насосов осевых (§ 96a).

Если расчет вести по указаниям обоих предыдущих параграфов, то при этом следует только иметь в виду, что теперь выходные кромки вычерчивают заранее, как в плане, так и в боковой проекции чертежа, и таким образом значения β_2 вдоль по этой кромке приходится определять по уравнению (32). Получающиеся при этом значения β_2 значительно уменьшаются в направлении периферии. Очертанием и положением входной и выходной кромок в меридиональной проекции задаются



Фиг. 200a. Полуосевое колесо с лопаткой постоянной толщины.



Фиг. 200b. Осевой профиль для линии тока $d_1 d_2$.

сразу согласно указаниям § 85, с таким образом, что линии подходят к боковым поверхностям колеса почти нормально.

Быстроходные колеса этого типа выполняются обычно открытыми снаружи (т. е. без обода). Это мероприятие значительно уменьшает потери на трение, причем опасаться возникновения кавитации в зазоре (см. § 78b, γ) не следует из-за малости напоров. Отсутствие этого охватывающего колеса обода требует (из соображений прочности) значительного утолщения лопаток у втулки. Развертка[1] профиля лопатки весьма близка к профилю крыла, т. е. закруглена на входе, имеет некоторое утолщение в средней части и заострена к выходу. Пользуясь, как и в других рассматривавшихся ранее случаях, теорией турбомашин, можно спроектировать колесо, если задаться толщиной лопатки вдоль по длине развернутой струйки x меридионального сечения, взяв при этом за основу рациональный профиль крыла,

Однако в тех случаях, когда расстояние между лопатками, несмотря на коничность протекания воды (Beaufschlagung), становится в таких „открытых“ колесах из-за большой быстроходности настолько большим, что лопатки уже не перекрывают друг друга (по меньшей мере для внешних струек), то применение общей теории турбомашин оказывается уже ненадежным и приходится пользоваться теорией крыла. При этом, однако, расчет по теории крыла (§ 94) не может быть произведен без оговорок, так как протекание не является чисто осевым. По-

[1] Автор имеет в виду распрямление на плоскость пространственного очертания, полученного при пересечении поверхности лопатки с поверхностью тока. *Прим. ред.*

этому профили следует изменять таким образом, чтобы, несмотря на наличие радиальных составляющих, работа, передаваемая лопатками колеса (т. е. напор), осталась той же, что и при осевом протекании. Это значит, что средняя линия лопатки должна быть, по сравнению с основным (принятым) профилем отогнута назад. Лучше всего итти следующим путем:

Сперва определяют (по указаниям § 94) наклон и форму профиля для среднего радиуса r_a рассматриваемой линии тока d_1d_2 (фиг. 200), как для осевого колеса, причем в качестве меридиональной длины такой осевой лопатки (фиг. 200b) принимают меридиональную длину развертки $x_2 = d_1d_2$ линии тока. Согласно уравнению (29) § 91 величина H_{th_∞} для осевого профиля и соответственно для действительного будет одинаковой вдоль по всей поверхности лопатки лишь в случае, если для каждой точки удовлетворяется уравнение

$$\frac{u_a}{g}(u_a - c_m \operatorname{ctg}\beta_a) = \frac{u}{g}(u - c_m \operatorname{ctg}\beta).$$

Здесь индекс a обозначает величины, относящиеся к условному осевому потоку. Отсюда следует (через ω обозначена угловая скорость)

$$\operatorname{ctg}\beta = \frac{r_a}{r}\operatorname{ctg}\beta_a + \frac{\omega}{c_m}\left(r - \frac{r_a^2}{r}\right). \qquad (34)$$

Если $r > r_a$, то $\beta < \beta_a$ и обратно. Таким образом преобразованный (рассчитываемый) профиль может быть загнут назад даже в том случае, если осевой профиль (фиг. 200b) загнут вперед. Уравнение (34) относится к средней линии профиля (фиг. 200b).

Затем установив изменение величины β вдоль линии d_1d_2, по точкам определяют очертание средней линии лопатки в плане, пользуясь для этого уравнением (13) § 85. В направлении окружности из этих точек откладывают половины толщин лопатки $\frac{\sigma}{2}$ и таким образом определяют точки передней и задней поверхностей лопатки. Значения σ можно с достаточной степенью приближения принимать равными соответствующим значениям первоначального профиля (фиг. 200b) до тех пор, пока действительные линии тока не слишком искривлены в радиальном направлении.

М. ОСЕВЫЕ (ПРОПЕЛЛЕРНЫЕ) НАСОСЫ

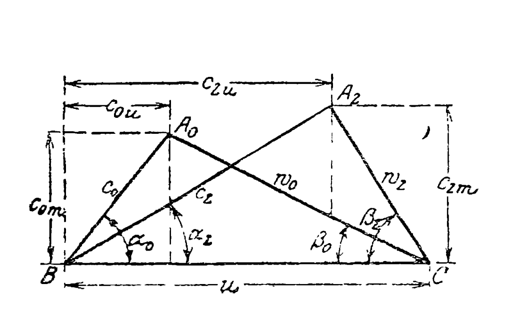
93. ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ

У колес этого типа направление течения сквозь колесо в основном параллельно оси (фиг. 3). Так как при этом $u_1 = u_2 = u$, то основное уравнение принимает упрощенный вид:

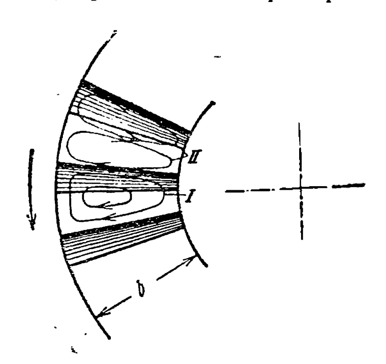
$$H_{th_\infty} = \frac{u}{g}(c_2 \cos\alpha_2 - c_0 \cos\alpha_0) = \frac{u}{g}(c_{2u} - c_{0u}). \qquad (1)$$

где H_{th_∞} обозначает работу лопаток при бесконечном числе их. Соответственная диаграмма скоростей изображена на фиг. 201. Чисто осевое протекание (т. е. нахождение каждой частицы на неизменном расстоянии

от оси) возможно только в каналах с бесконечно малым радиальным размером b. В каналах конечной ширины b (фиг. 201a) под действием относительного вращения (§ 37) отдельных частиц с угловой скоростью ω снова возникает „относительный вихрь", т. е. вторичный ток I в плоскостях, перпендикулярных оси, который вызывает отклонение частиц как в направлении вращения, так и в радиальном. Такой вторичный ток, как показано на фиг. 201a, при потоке, проходящем через ряд

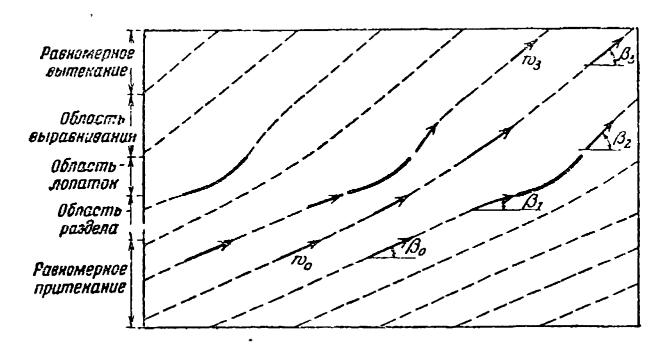


Фиг. 201. Диаграмма скоростей осевого насоса с произвольным углом α_0.



Фиг. 201a. Вторичные токи в каналах осевого колеса.

каналов, дает на цилиндрических поверхностях тока осевого потока составляющие (компоненты) лишь вблизи втулки и внешней окружности колеса. Таким образом этот вторичный ток не имеет такого значения для уменьшения мощности из-за конечного числа лопаток (освещенного в конце § 37), как в случае радиального колеса, вследствие того, что эти его компоненты остаются неизменными вдоль всего осевого канала.



Фиг. 202.[1] Относительное движение в осевом насосе с редко расставленными лопатками.

Вязкость жидкости вызывает появление пограничного слоя, который подвержен влиянию центробежных сил в большей степени, чем основная масса протекающей жидкости, так как этот слой обладает полной угловой скоростью колеса. Вследствие этого он отбрасывается к периферии, что вызывает новое вторичное движение II, аналогичное явлению,

[1] К фиг. 202. См. также Thoma, Z. VDI, 1921, стр. 683, рис. 13.

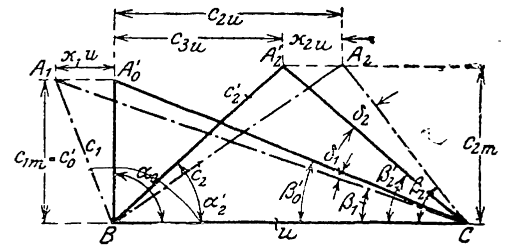
имеющему место в коленах (фиг. 26)[1]. Кроме всего этого при наличии зазора имеет место еще и паразитное протекание через зазор. Все эти дополнительные токи, естественно, изменяют картину течения жидкости, т. е. изменяют и передачу энергии потоку, в особенности вблизи втулки и внешней окружности колеса. Однако здесь следует отметить, что роль этих явлений незначительна по сравнению с влиянием отклонения потока, вызванного давлением лопатки.

Для того чтобы составить более ясное понятие о работе лопатки осевого колеса, мы будем в дальнейшем считать, что $c_{0_m} = c_{2_m} = c_m$, что имеет место при чисто осевом потоке и отсутствии учета сжатия потока лопатками колеса. Так как при этом, согласно фиг. 201

$$c_{2_u} - c_{0_u} = w_0 \cos \beta_0 - w_2 \cos \beta_2 = c_{0_m} \operatorname{ctg} \beta_0 - c_{2_m} \operatorname{ctg} \beta_2 ,$$

то, принимая во внимание сделанные допущения, имеем

$$H_{th_\infty} = \frac{u}{g} c_m (\operatorname{ctg} \beta_0 - \operatorname{ctg} \beta_2) . \quad (1a)$$



Фиг. 202а. Диаграмма скоростей осевого насоса для потока перед и за кромками лопаток при угле входа $\alpha_0 = 90°$.

Так как β_0 почти совпадает с β_1, то для чисто осевых насосов передача энергии возможна лишь в том случае, если $\beta_2 > \beta_1$, т. е. если лопатки загнуты вперед (в направлении вращения). Из уравнения (1а) видно, кроме того, что углы β_1 и β_2 тем менее отличаются друг от друга, чем больше величина скорости u. Таким образом лопатка тем площе, чем больше u. При увеличивающейся окружной скорости угол β_1 уменьшается, точно так же уменьшается и угол β_2. На основании соображений, изложенных в § 30, также и в этом случае рассматриваются только углы $\beta_2 < 90°$.

Так как выводы § 38 основаны на рассмотрении давления, действующего на лопатку, а не на рассмотрении относительного вихря, то поэтому они могут быть целиком применены и к осевым насосам. Таким образом картина относительного течения будет похожа на изображенную на фиг. 202 для колеса с большим шагом лопаток. Вода протекает между лопатками таким образом, что она воспринимает возможно меньшую работу. В соответствии с приводившимися ранее фиг. 82 и 83 диаграмма скоростей для входа и выхода будет подобна изображенной на фиг. 202а для случая, когда угол входа притекающей воды равен $\alpha_0 = 90^0$.

93а. РАСЧЕТ НА ОСНОВЕ СТРУЙНОЙ ТЕОРИИ ДЛЯ ПЛОСКОГО ПОТОКА

Приведенные ниже рассуждения исходят из предположения бесконечно большого числа бесконечно тонких лопаток. Эти рассуждения

[1] См. также F. Busmann, Versuche über die Grenzschichtbewegung auf rotierenden Scheiben, Forschung, т. 2 (1931) № 9, стр. 335.

применимы также при лопатках с шагом, не слишком большим по сравнению с длиной лопаток L.

Работа лопатки (напор) и отклонение струи при выходе. Если принять длину лопатки по оси равной e (фиг. 170), то при бесконечно большом числе лопаток теоретический напор, вводимый в уравнение (1) и имеющий опять лишь чисто расчетное значение, согласно уравнению (26а, § 42) равен

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{\psi}{z}\,\frac{r}{e}\right), \qquad (2)$$

или, ввиду того, что $\frac{2r\pi}{z}$ равно шагу лопаток t,

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{\psi}{\pi}\,\frac{t}{e}\right) = H_{th}\left(1 + 0{,}16\,\psi\,\frac{t}{e}\right). \qquad (2a)$$

Входящая в это уравнение величина действительной работы лопаток (теоретического напора) H_{th} задана уравнением $H_{th} = \frac{H}{\eta_{h}}$. Далее величина H_{th} связана со скоростью соотношением

$$H_{th} = \frac{u}{g}(c_{3u} - c_{0u}), \qquad (3)$$

где c_{3u} является окружной составляющей скорости воды после того, как выравняется неравномерность скорости течения, происшедшая из-за отклонения струи.

Уменьшение окружной составляющей скорости при выходе имеет величину

$$\varkappa_2 u = c_{2u} - c_{3u} = \frac{H_{th\infty} - H_{th}}{u}\,g,$$

таким образом по уравнению (2) или (2а)

$$\varkappa_2 u = \frac{\psi}{zu}\,\frac{r}{e}\,g H_{th} = 0{,}16\,\psi\,\frac{t}{eu}\,H_{th}. \qquad (4)$$

При заданной форме лопатки e представляет собой постоянную величину, кратную длине лопатки L. Таким образом согласно уравнению (2а) уменьшение мощности зависит от $\frac{t}{L}$ или от отношения длины данной окружности к общей длине соответственных сечений всех лопаток, а не от числа лопаток [1].

В отношении величины отклонения при выходе и уменьшения мощности для отклонения замедленного движения не имеется никаких надежных опытных данных [2]. Для идеальной жидкости Шильганзль [3] произвел приближенные исследования для лопатки,

---

[1] См. также Kaplan, Wasserkraft-Jb., 1927/28, стр. 419.

[2] Опубликованные в Luftf.-Forschg., 1928, стр. 91 опыты Christiani с решетками крылообразного профиля не могут быть применены к насосам, поскольку они относятся к замедленному потоку, но с сильным сжатием выходящей струи.

[3] Schilhansl, Näherungsweise Berechnung von Auftrieb und Druckverteilung in Flügelgittern. Jb. wiss. Ges. Luftf. 1927. München (Berlin), Oldenburg.

изогнутой по дуге круга. Из его данных при $\frac{t}{L} = 1$ вычислены значения величины ψ, приведенные в нижеследующей таблице, в которой $\varphi = \beta_2 - \beta_1$ обозначает центральный угол, соответствующий дуге круга, а β_∞ обозначает угол наклона хорды, т. е.

$$\beta_\infty = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2).$$

Эти значения достаточно хорошо удовлетворяют соотношению

$$\psi = 0{,}45 + \left(\frac{\operatorname{tg}\beta_1}{\operatorname{tg}\beta_2}\right)^2, \qquad (5)$$

причем ошибки весьма невелики. При переходе к реальным жидкостям следует, понятно, ожидать известных отклонений.

Значения уменьшаются в случае, если лопатка имеет прямолинейный участок на выходе, так как при чисто осевом потоке и при наличии бесконечно большого числа лопаток этот участок становится нерабочим.

Таблица значений ψ по Шильганзлю для $\frac{t}{L} = 1$

β_∞	$\varphi = \beta_2 - \beta_1$					
	2°	4°	6°	8°	10°	12°
10°	0,951	0,835	0,724	0,637	0,549	0,469
20°	1,298	1,180	1,062	0,951	0,847	0,737
30°	1,469	1,337	1,212	1,084	0,962	0,847
45°	1,587	1,423	1,272	1,122	0,968	0,813

Угол лопатки β_2 можно определить, вычисляя сперва из уравнения (2) $H_{th\infty}$, а затем из уравнения (1) c_{2u}, после чего согласно фиг. 201 и 202а

$$\operatorname{tg}\beta_2 = \frac{c_{2m}}{u - c_{2u}},$$

причем c_{2m} определяют по ширине b_2 колеса при выходе.

Отклонение при входе, которое не может быть оставлено без внимания при осевых лопатках благодаря сравнительно большому расстоянию (шагу) их друг от друга, должно определяться согласно выводам § 43. Обозначим через β_0' угол, соответствующий относительной скорости притеканияневозмущенного потока (см. § 41, в особенности фиг. 83), но учитывающий сужение поперечного сечения из-за конечной толщины лопаток ($s_1 = \sigma_1 \sin\beta_1$). Тогда связь между действительным углом лопатки при входе β_1 и углом β_0', определявшаяся в § 43 равенствами (40) и (41), после подстановки $S = re$ выразится уравнением

$$\operatorname{tg}\beta_0' = \operatorname{tg}\beta_1\left(1 + \psi_1 \frac{gH_{th}}{zrew^2}\,\frac{t - \sigma_1}{t}\right). \qquad (6)$$

Отсюда можно либо определить по заданной величине угла лопатки β_1 направление (относительное) притекания, а затем согласно уравнению

$$\operatorname{tg} \beta_0' = \frac{c_0'}{u} = \frac{Q'}{2r\pi b_1 \frac{t-\sigma_1}{t}} \frac{1}{u} \tag{7}$$

расход жидкости Q' и окружную скорость u безударного входа, либо обратно, исходя из этих обеих величин можно найти β_0' и затем угол β_1.

Также и в данном случае коэфициент ψ_1 больше чем ψ (т. е. больше значения, ожидаемого для конца лопатки). Однако в соответствии с указаниями конца § 43 вопрос о том, необходимо ли учитывать полностью угол отклонения при входе (соответствующий невязкой жидкости), представляется спорным. Можно рекомендовать вести расчет, принимая его значение равным (максимум) значению ψ при выходе, т. е. $\psi_1 \leqslant \psi$.

Если β_1 и β_2 вычислены, как указано выше, то средние линии лопатки могут быть вычерчены либо по дуге круга, либо по точкам (§ 85b). Лопатки из листового материала здесь не годятся, так как даже незначительные отклонения от направления безударного входа вызовут при этом образование вихрей. Поэтому надо рекомендовать лопатки, толщина которых меняется подобно какому-либо проверенному крылообразному профилю (см. таблицу § 94), имеющему каплеобразное закругление со стороны входа.

Дополнительные замечания. Если лопатки имеют значительный размер b в направлении радиуса по сравнению с самим радиусом колеса, то профиль лопатки должен изменяться для различных радиусов в зависимости от величины окружной скорости. При входе, нормальном к плоскости вращения, входной участок лопатки имеет форму винтовой поверхности, если только пренебречь влиянием отклонения при входе. Очертание лопатки на выходе получается путем определения углов β_2 для различных струек по способу, изложенному выше. Надо иметь в виду, что при этом расчетное значение величины $H_{th\infty}$ изменяется, так как в уравнении (2) или (2а) величины $\frac{r}{e}$ и $\frac{t}{e}$ в общем различны для разных радиусов.

Во всяком случае кривизна лопатки $\beta_2 - \beta_1$ возрастает при уменьшении окружной скорости, т. е. возрастает от периферии к втулке. Поэтому, для того чтобы малые скорости могли оказаться достаточными для создания нужного напора у втулки, эта последняя должна иметь достаточно большой размер. Далее, величина отношения $u : \sqrt{2gH}$ на внешней окружности колеса должна быть принята значительно большей, чем обычно принимаемая для радиальных колес. При этом быстроходность возрастает. Для уменьшения потерь на трение, как правило, колеса изготовляются открытыми (т. е. без обода).

В соответствии с законом площадей величина окружной составляющей скорости c_{3u} за колесом увеличивается по направлению к втулке, т. е. давление за колесом должно изменяться в обратном направлении. При некоторых обстоятельствах насос может работать вблизи втулки как активный, что связано, как это указано в § 29, с рядом отрицательных последствий. Вследствие этого значение окружной ско-

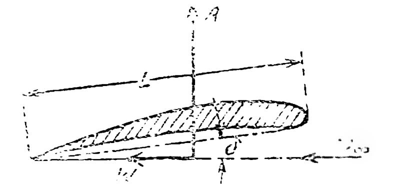
рости вблизи втулки должно быть принято не слишком малым, соответственно чему значение угла β_2 — не слишком большим.

Пределы применимости изложенного метода расчета. Чем больше быстроходность насоса, тем меньшими должны быть углы лопаток β_1 и β_2 у их наружной кромки. Это приводит к опасности получения слишком узких каналов. Кроме того, относительная скорость воды увеличивается, т. е увеличивается трение и чувствительность к неправильностям формы лопаток. Поэтому развитие таких насосов шло, как и в случае водяных турбин, в направлении увеличения расстояния между лопатками. Это последнее почти не приводит к каким-либо значительным изменениям в приведенных рассуждениях, но отклонение воды при входе и выходе становится настолько большим, что точность приведенных выводов становится уже недостаточной.

Благодаря значительному расстоянию между лопатками обтекание их происходит подобно обтеканию крыла безграничным потоком. Поскольку лопатки, как и в случае пропеллера, имеют крепление только у втулки, то для восприятия от нее значительных усилий они должны иметь увеличивающуюся толщину по направлению к втулке. Благодаря этому форма поперечного сечения лопаток весьма близко подходит к профилям крыльев самолетов. Ввиду этого становится целесообразным провести расчет подобных колес, применяя для этой цели теорию несущих поверхностей (крыльев).

94. РАСЧЕТ ЛОПАТКИ ОСЕВОГО НАСОСА КАК НЕСУЩЕГО КРЫЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗУЛЬТАТОВ ПРОДУВОК В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ [1]

a) **Несущее крыло в неограниченном пространстве.** Если поместить крыло в воздушном потоке, то на него согласно § 23 будут действовать две различные силы: с одной стороны будет действовать сила A (фиг. 203), направленная перпендикулярно к направлению потока в бесконечности, т. е. там, где он еще не возмущен присутствием крыла; с другой же стороны в направлении потока на крыло будет действовать сила W. Сила A называется подъемной силой, сила W — лобовым сопротивлением.



Фиг. 203. Действие сил на несущую поверхность.

Если обозначить через L длину хорды профиля, через b — размах крыла и через $F = Lb$ — поверхность крыла, то между скоростью w_∞, с которой воздушный поток движется в бесконечно большом удалении от крыла, и силами, действующими на крыло, существуют соотношения:

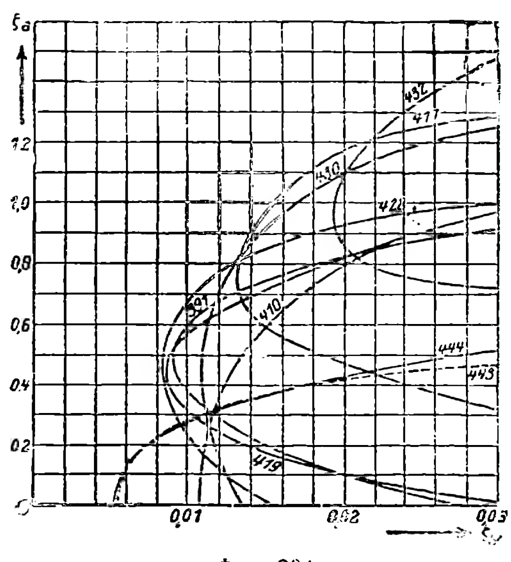
$$A = \zeta_a \frac{\gamma}{g} \frac{w_\infty^2}{2} F, \tag{8}$$

$$W = \zeta_w \frac{\gamma}{g} \frac{w_\infty^2}{2} F, \tag{9}$$

[1] Этот способ построен частично на методе расчета, примененном Бауэрсфельдом для турбин и осевых насосов, см. Z VDI, 1922, стр. 461.

где ζ_a есть так называемый **коэфициент подъемной силы**, ζ_w — **коэфициент лобового сопротивления**[1]. Обе эти величины зависят от формы профиля и от положения профиля по отношению к направлению потока, т. е. от так называемого **угла атаки** δ. В настоящем курсе мы не будем подробно вдаваться в теоретические методы определения этих коэфициентов. Их значения определены для большого числа профилей опытным путем. Правда, для водного потока еще не имеется соответствующих серий опытов, но следует ожидать, что коэфициенты ζ_a и ζ_w могут лишь незначительно отличаться от таких же коэфициентов, полученных для воздуха, при условии, что в обоих случаях **числа Рейнольдса** будут одного и того же порядка, что для наших целей может считаться приближенно соответствующим истине [2].

Пользуясь значением коэфициента ζ_a, полученным из опытов в воздушном потоке, следует иметь в виду, что значение его зависит от отношения сторон $\frac{L}{b}$, т. е. от так называемого „размаха" крыльев. Объясняется это тем, что подъемная сила по середине крыла больше, чем у его концов, так как различие давлений на верхней и нижней поверхности крыла стремится выравняться к боковым кромкам крыла. Это отношение $\frac{L}{b}$ оказывает влияние также и на действительный угол атаки δ. Так как у боковых кромок лопаток осевых насосов вода протекает лишь в виде потерь через зазор, т. е. в весьма малом количестве, то очевидно, что для расчета следует применять значения коэфициентов ζ_a и ζ_w, соответствующие бесконечно большому размаху крыльев.



Фиг. 204.

Если известны значения коэфициента ζ'_w, определенные опытным путем при каких-либо углах атаки δ', для крыла с отношением сторон $\frac{L}{b}$, то по ним могут быть подсчитаны (по пересчетным формулам Прандтля[3]) значения коэфициента ζ_w и углов атаки δ, соответствующие тем же условиям обтекания, но для крыла бесконечно большого размаха, т. е. для $\frac{L}{b} = \frac{1}{\infty}$. Для какого-нибудь определенного значения

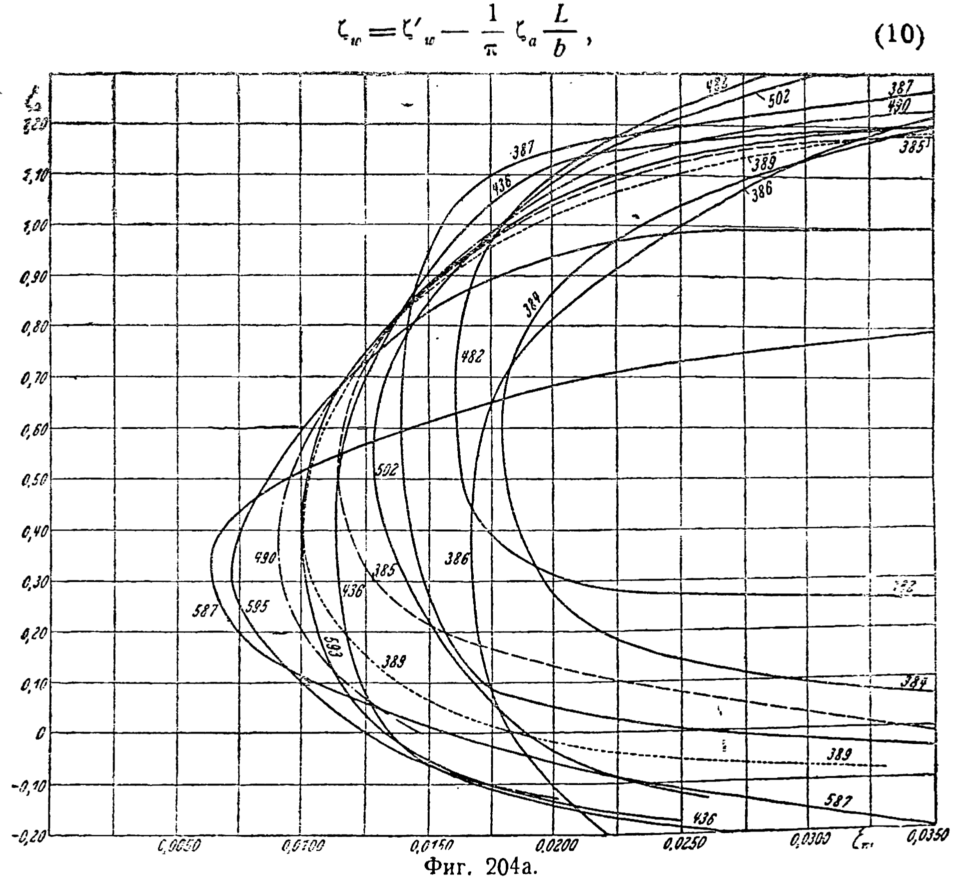
[1] По сравнению с первым немецким изданием настоящей книги значение ζ_a и ζ_w изменено согласно новым нормам обозначений, а именно в настоящее время эти величины вдвое больше прежних.

[2] См. Werft Reed. Hafen, 1927, тетр. 17, стр. 348.

[3] См. Ergebnisse der aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen. Lief. I, München u. Berlin, 1921.

коэфициента подъемной силы ζ_a соответствующие значения ζ_w и δ получатся из следующих формул:

$$\zeta_w = \zeta'_w - \frac{1}{\pi}\zeta_a \frac{L}{b}, \qquad (10)$$



Фиг. 204а.

Фиг. 204 и 204а. Зависимость величины ζ_a от ζ_w для различных форм профиля бесконечного размаха.

$$\delta = \delta' - \frac{1}{\pi}\zeta_a \frac{L}{b}. \qquad (11)$$

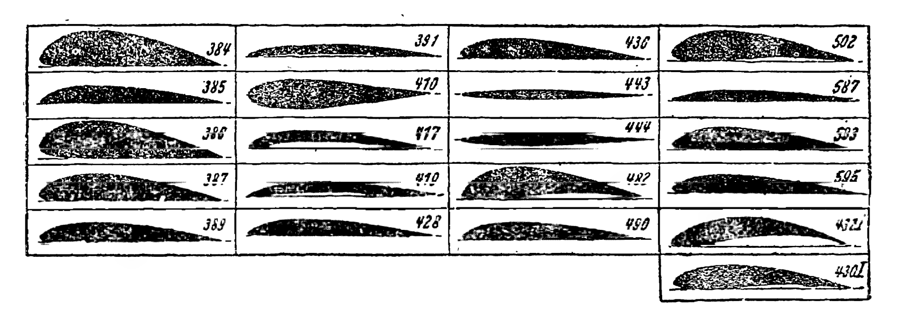
Правильность указанных равенств была проверена большим количеством опытов.

На фиг. 204 и 204а приведены взаимно соответствующие значения коэфициентов ζ_a и ζ_w для нескольких, особенно существенных, * профилей, изображенных на фиг. 205. Изображенные кривые (так называе-

* В течение последних лет в аэродинамических институтах СССР и за границей был разработан ряд профилей дужек, в том либо ином отношении (качество, $\zeta_{a_{max}}$, ζ_w) лучших чем приведенные на фиг. 205. Поэтому было сочтено целесообразным привести в конце книги перечень основных атласов характеристик профилей крыльев, каковыми и надлежит пользоваться при проэктировании. *Ред.*

мые „поляры") получены путем пересчета на бесконечный размах (т. е. для $b = \infty$) данных, заимствованных из трудов Геттингенской лаборатории [1].

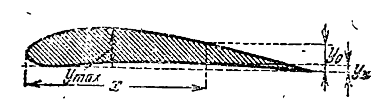
Профили, изображенные на фиг. 205, занумерованы причем каждая из кривых отмечена номером соответствующего ей профиля. Углы атаки отнесены к прямым линиям (нулевым линиям отсчета), указанным для каждого из профилей на фиг. 205. Относительные размеры (в $^0/_0$ от длины L) сечений этих профилей приведены в таблице [2] на стр. 342—343.



Фиг. 205. Различные формы профилей.

В соответствии с фиг. 205а в этой таблице x являются выраженными в процентах от L абсциссами сечений (нормальных к прямым на фиг. 205) профиля; y_0 обозначает ординаты верхней поверхности профиля; y_u — ординаты нижней поверхности.

Профили *430* и *432*, приведенные на фиг. 204 и 205, представляют собой профили Жуковского; построение их описано в § 97.



Фиг. 205а. Пояснение к обозначениям таблицы размеров профилей.

Для профилей, охарактеризованных фиг. 204 и 205 и вышеприведенной таблицей, на фиг. 206 и 206а приведены углы атаки в зависимости от соответствующих им значений коэфициента подъемной силы ζ_a. Заслуживает внимания прямолинейность и почти параллельное прохождение большинства кривых. Эти кривые можно подразделить на группы, подчиняющиеся одной и той же закономерности в отношении подъемных сил; именно, профили *387*, *389*, *436*, *490*, *593* и *595* удовлетворяют соотношению

$$\zeta_a = 4{,}40 \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}091\ \delta^\circ, \qquad (12)$$

где δ измеряется в градусах. Для профилей *593* и *595* соответствие не столь хорошо, как для четырех предыдущих, но для области обычно применяемых значений δ и ζ_a оно все же вполне достаточно.

---

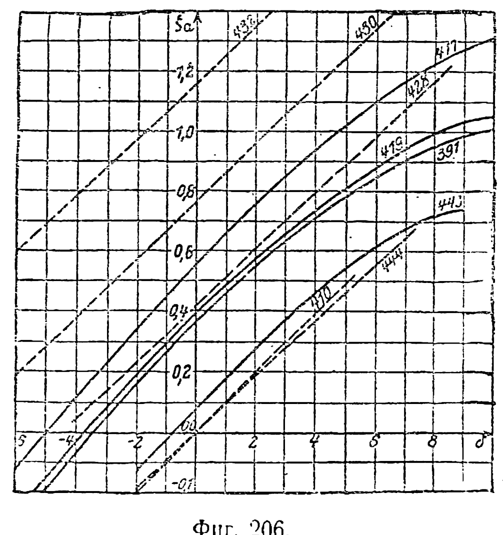
[1] См. Ergebnisse и т. д. Lief I—III.

[2] См. Ergebnisse и т. д. Lief III, стр. 27 и последующие. При вычерчивании профиля в большом масштабе появляются неровности, которые следует соответственно заравнивать.

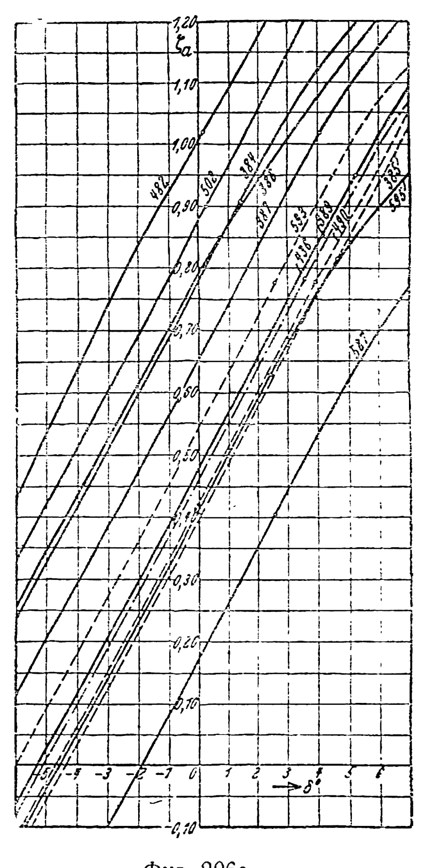
Для профилей *384*, *385* и *386* подходит соотношение

$$\zeta_a = 3{,}90 \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}091\ \delta^\circ. \tag{12a}$$

Эти оба уравнения[1] дают возможность утоньшить или утолстить какой-либо профиль из соответствующей группы, умножая или деля величины ординат, приведенные в таблице, на какую-либо определенную, выбранную по нашему усмотрению, величину. Уравнения (12) и (12a) для $y_{\max} = 0$, т. е. для плоской пластинки становятся одинаковыми. Значение коэфициента ζ_w для произведенного таким путем нового профиля, правда, очень мало влияющее на результаты расчетов, можно определить по кривым фиг. 204 или 204a для профиля, подобного нашему. Целесообразнее, од-



Фиг. 206.



Фиг. 206a.

Фиг. 206 и 206a. Зависимость коэфициента подъемной силы ζ_a от угла атаки δ для различных профилей бесконечного размаха.

---

[1] Встречающееся в литературе (Horn, Jb. schiffbautech. Ges., 1927, стр. 368) уравнение

$$\zeta_a = 0{,}14 + 3{,}4\ \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}0904\ \delta^\circ \tag{12b}$$

удовлетворяет только профилю *428* и в противоположность уравнениям (12) и (12a) имеет тот недостаток, что при $y_{\max} = 0$, т. е. для плоской пластинки, и $\delta = 0^\circ$ дает конечную величину подъемной силы. Флюгель предлагает уравнение, подобное уравнению (37) § 97, а именно $\zeta_a = 5{,}4 \sin \tau$, где τ обозначает угол атаки относительно направления нулевого положения, т. е. такого направления потока, при котором подъемная сила равна нулю. По Флюгелю это направление совпадает с линией, соединяющей острую заднюю кромку с центром тяжести профиля. Последнее указание, однако, не годится для тонких выгнутых профилей (см. § 97 примеры). Это уравнение затрудняет расчет.

Таблица разме

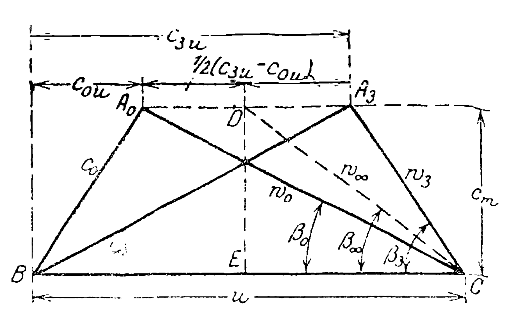
x		0	1,25	2,5	5,0	7,5	10,0	15,0	20,0
384	y_o	4,15	7,25	8,95	11,45	13,40	14,95	17,15	18,55
	y_u	4,15	2,25	1,55	1,10	0,80	0,55	0,30	0,15
385	y_o	1,00	3,25	4,25	5,60	6,70	7,50	8,75	9,50
	y_u	1,00	0,20	0,05	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
386	y_o	6,20	10,10	11,75	13,95	15,60	16,85	18,65	19,65
	y_u	6,20	4,00	3,10	2,10	1,50	1,00	0,50	0,25
387	y_o	3,20	6,25	7,65	9,40	10,85	11,95	13,40	14,40
	y_u	3,20	1,50	1,05	0,55	0,25	0,10	0,00	0,00
389	y_o	1,85	3,95	4,85	6,20	7,30	8,10	9,20	9,90
	y_u	1,85	0,95	0,65	0,35	0,15	0,10	0,00	0,10
391	y_o	0,50	1,80	2,30	3,15	3,75	4,25	5,00	5,45
	y_u	0,50	0,05	0,15	0,25	0,40	0,55	0,75	1,00
410	y_o y_u	0,00	2,60	3,65	5,05	5,90	6,50	7,25	7,80
417	y_o	0,65	2,50	3,75	5,05	6,25	7,05	8,15	8,85
	y_u	0,65	0,05	0,25	0,70	1,10	1,50	2,20	2,55
419	y_o	0 50	1,35	1,90	2,95	3,80	4,45	5,50	6,25
	y_u	0,50	0,05	0,00	0,10	0,30	0,50	0,90	1,25
428	y_o	1,25	2,75	3,50	4,80	6,05	6,50	7,55	8,20
	y_u	1,25	0,30	0,20	0,10	0,00	0,00	0,05	0,15
436	y_o	2,50	4,70	5,70	7,00	8,10	8,90	10,05	10,25
	y_u	2,50	1,00	0,20	0,10	0,05	0,00	0,00	0,00
443	y_o y_u	0,00	0,60	0,85	1,15	1,45	1,60	1,90	2,15
444	y_o y_u	0,00	0,80	0,95	1,35	1,65	1,90	2,35	2,55
482	y_o	2,50	5,55	7,15	9,70	11,70	13,25	15,45	16,95
	y_u	2,50	0,95	0,30	0,00	0,00	0,05	0,40	0,80
490	y_o	2,00	3,60	4,60	5,95	7,00	7,70	8,65	9,20
	y_u	2,00	0,85	0,50	0,15	0,00	0,00	0,20	0,40
502	y_o	5,05	7,95	9,20	10,90	12,20	13,20	14,65	15,70
	y_u	5,05	2,50	1,75	1,05	0,50	0,20	0,00	0,10
587	y_o	0,60	1,65	2,10	2,90	3,60	4,15	5,15	5,85
	y_u	0,60	0,10	0,00	0,05	0,15	0,30	0,60	0,70
593	y_o	3,00	5,50	6,50	7,85	8,90	9,75	10,95	11,50
	y_u	3,00	1,80	1,35	0,85	0,55	0,40	0,25	0,15
595	y_o	2,80	4,45	5,15	6,20	7,10	7,80	8,75	9,25
	y_u	2,80	1,95	1,65	1,15	0,90	0,70	0,45	0,30

ров профилей

30,0	40,0	50,0	60,0	70,0	80,0	90,0	95,0	100,0
19,70	19,15	17,55	14,95	11,80	8,05	4,15	2,15	0,00
0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10,05	9,85	9,00	7,75	6,15	4,45	2,50	1,50	0,00
0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
20,10	19,30	17,40	14,80	11,70	8,20	4,35	2,30	0,00
0,10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
15,05	14,60	13,35	11,35	8,90	6,15	3,25	1,75	0,15
0,20	0,40	0,45	0,50	0,45	0,30	0,15	0,05	0,15
10,50	10,20	9,20	7,90	6,25	4,40	2,30	1,20	0,00
0,30	0,45	0,50	0,50	0,40	0,25	0,20	0,10	0,00
5,90	6,10	5,90	5,45	4,75	3,55	2,05	1,15	0,10
1,05	1,05	0,95	0,75	0,55	0,35	0,20	0,10	0,10
8,05	7,45	6,30	5,00	3,60	2,20	1,00	0,45	0,00
9,30	9,15	8,55	7,55	6,25	4,50	2,40	1,20	0,00
3,65	3,90	3,65	3,20	2,50	1,70	0,80	0,40	0,00
7,00	7,05	6,70	5,90	4,90	3,50	2,00	1,20	0,00
1,70	1,75	1,55	1,30	0,95	0,60	0,30	0,15	0,00
8,55	8,35	7,80	6,80	5,50	4,20	2,15	1,20	0,00
0,30	0,40	0,40	0,35	0,25	0,15	0,05	0,00	0,00
11,00	10,45	9,55	8,20	6,60	4,60	2,45	1,25	0,00
0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
2,50	2,50	2,35	2,05	1,60	1,15	0,65	0,30	0,00
2,80	2,85	2,75	2,25	1,95	1,40	0,80	0,65	0,00
18,20	17,85	16,45	14,05	11,05	7,50	3,90	1,95	0,00
1,70	2,60	3,45	3,90	3,85	3,30	2,05	1,10	0,00
9,60	9,05	8,55	7,45	6,05	4,40	2,50	1,45	0,15
0,95	0,80	0,80	0,60	0,40	0,15	0,00	0,05	0,15
16,65	16,35	15,10	13,20	10,60	7,65	4,05	2,15	0,00
0,80	1,60	2,25	2,50	2,50	2,10	1,30	0,95	0,00
6,55	6,60	6,10	5,40	4,50	3,45	2,35	1,80	1,05
0,85	0,80	0,45	0,20	0,00	0,05	0,55	0,85	1,05
12,00	11,70	10,85	9,45	7,65	5,50	3,00	1,65	0,00
0,10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
9,70	9,40	8,75	7,75	6,35	4,60	2,45	1,30	0,00
0,15	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

нако, использовать для этого нижеприведенное приближенное уравнение в предположении, что профиль работает при режиме, близком к наивыгоднейшему значению ζ_a:

$$\frac{\zeta_w}{\zeta_a} = 0{,}012 + 0{,}06\,\frac{y_{\max}}{L}\,. \tag{12c}$$

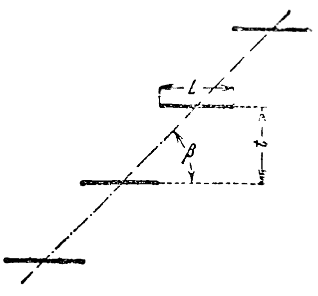


Фиг. 207. Диаграмма скоростей для потока перед входом в колесо и по выходе из него.

Применяемый профиль является тем более экономичным, чем меньше коэфициент скольжения („обратное качество“), определяемый отношением

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{\zeta_w}{\zeta_a}, \tag{13}$$

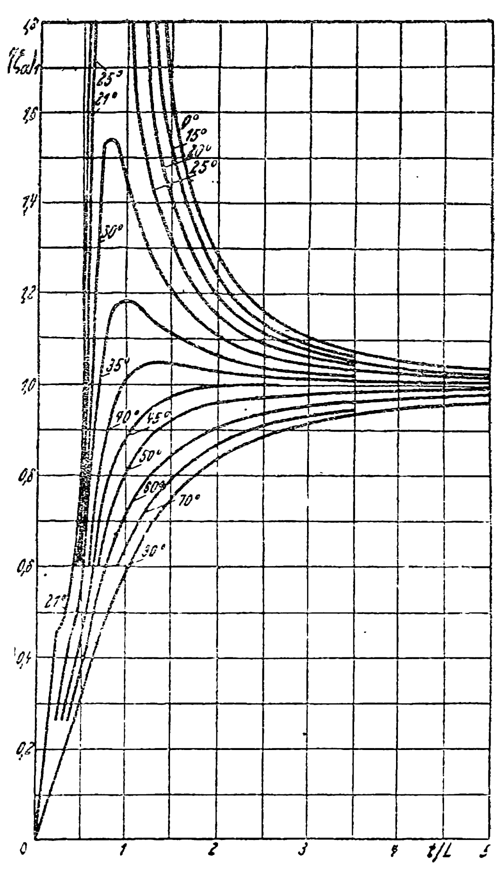
т. е. чем круче луч, проведенный из начала координат к рассматриваемой опытной точке (фиг. 204 или 204а). Таким образом наилучший к. п. д. для каждого из профилей можно ожидать в точках касания луча, идущего из начала координат, к соответственной кривой. (На фиг. 206а отмечены точки, дающие наивыгоднейший коэфициент скольжения.) Малые нагрузки на единицы площади лопатки, часто применяемые во избежание кавитации, т. е. малые значения ζ_a, целесообразно достигать при помощи тонких профилей без вогнутостей. Для более значительных нагрузок такие тонкие профили невыгодны. Утолщение профиля повышает его коэфициент сопротивления, но в то же время повышает и его подъемную силу, что непосредственно видно из уравнения (12), а также из сравнения кривых для профилей *410* и *444* (фиг. 204). Приведенные в графиках значения коэфициентов сопротивления минимальны и могут быть достигнуты только при совершенно гладких поверхностях и острых задних кромках.



Фиг. 208. Решетка к фиг. 208а.

b) Ряд поддерживающих крыльев (решетка из крылообразных стержней). Если пересечь колесо осевого насоса цилиндрической поверхностью, ось которой совпадает с осью колеса, и затем покатить эту цилиндрическую поверхность пересечения по безграничной плоскости (т. е. развернуть ее), то мы получим на ней „оттиски“ бесконечного ряда сечений лопаток. При изучении потока, протекающего сквозь такую „решетку“, можно использовать те же уравнения, которые применялись и при изучении одного крыла, если только, во-первых, принять за w_∞ среднюю геометрическую $\overline{DC}$ скоростей $\overline{A_0C} = w_0$ и $\overline{A_3C} = w_3$, существующих в большом удалении до и после решетки (фиг. 203а и 207); во-вторых, из-за взаимного влияния лопаток изменяется и ζ_a. На фиг. 208а показаны кривые изменения отношения

$\frac{\zeta_a}{\zeta_{a1}}$, т. е. величины подъемной силы в решетке, образованной параллельно поставленными плоскими пластинками (фиг. 208) к подъемной силе одного изолированного крыла. Эти кривые построены по вычислениям Нумахи[1], находящимся в соответствии с проделанными ранее исследованиями Кутта[2], (для $\beta = 90^\circ$) и Граммеля[3] (для $\beta = 90^\circ$ и 0°). Интересно, что взаимное влияние лопаток уменьшает величину коэфициента подъемной силы только для углов $\beta > 45^\circ$, в то время как для углов меньших может иметься значительное его увеличение[4]. Для изогнутых профилей Шильганзль[5] дает аналогичные кривые лишь с той разницей, что величина отношений более близка к единице. Так как лопатки рассматриваются как крылья только при значительном удалении их друг от друга, т. е. при $\frac{t}{L} > 1$, а вышеуказанное отношение для других типов профилей еще недостаточно изучено, то в дальнейшем влияние взаимодействия лопаток нами во внимание не принимается. К тому же опыт показывает, что проистекающие отсюда неточности достаточно малы[6] и отклонения имеют место как в сторону большего, так и меньшего.



Фиг. 208а. Отношение величин подъемных сил решетки фиг. 208 и одиночной пластинки в зависимости от $\frac{t}{L}$ при различных углах β.

с) Применение к расчету рабочего колеса. Сила воздей-

---

[1] Numachi, Aerofoil Theory of Propeller-Turbines and Pumps, в Technol. Rep. Tôhoku Univ., т. 8 (1929) стр. 411 и след.

[2] Kutta, Über ebene Zirkulationsströmungen nebst flugtechnischen Anwendungen. Sitzungsber. kgl. bayer. Akad. Wiss. Mathem.-phisik. Kl., München, 1911, стр. 108 и след.

[3] Grammel, Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges. Braunschweig, 1917.

[4] Отношение мощности (работы) колеса к мощности (работе) его при бесконечно большом числе (бесконечно тонких) лопаток остается всегда меньше единицы.

[5] См. сноску 3 на стр. 334.

[6] При печатании немецкого издания книги Бетц (A. Betz) в Ing.-Arch., т. 2 (1931), тетр. 3. стр. 359 и след. предложил способ, который учитывает взаимное

ствия лопатки на воду является равнодействующей P двух сил A и W (фиг. 209). Мы будем относить эти силы к радиальной длине лопасти, равной единице. Угол λ*, заключающийся между A и P, определяется из отношения

$$\operatorname{tg}\lambda = \frac{W}{A} = \frac{\zeta_w}{\zeta_a}. \tag{13}$$

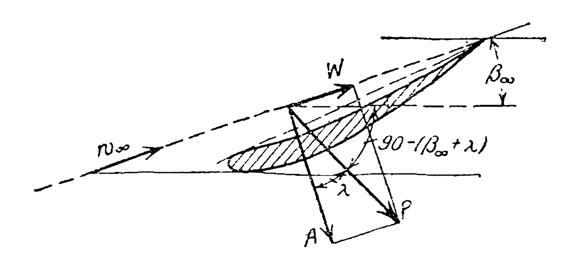
Сила P образует с окружностью, соосной колесу, угол $90-(\beta_\infty + \lambda)$, так что тангенциальная составляющая действующей силы равна

$$P\cos[90-(\beta_\infty+\lambda)] = P\sin(\beta_\infty+\lambda),$$

а развиваемая мощность $E = Pu\sin(\beta_\infty+\lambda)$.

Вырежем из рабочего колеса по двум цилиндрическим поверхностям радиуса r и $r+dr$ элемент лопатки. Мощность, соответствующая выделенному элементу, при z лопатках равна $zdE = zPdr\,u\sin(\beta_\infty+\lambda)$. Если обозначить соответствующий расход воды через dQ, то развиваемый теоретический напор (работа лопаток) будет равен

$$H_{th} = \frac{z\,dE}{dQ\,\gamma} = \frac{Pu\sin(\beta_\infty+\lambda)}{dQ\,\gamma}\cdot z\,dr. \tag{13a}$$



Фиг. 209. Силы, действующие на лопатку колеса.

Так как

$$dQ = z\,t\,dr\,c_m; \tag{13b}$$

далее, так как $P = \dfrac{A}{\cos\lambda}$

а F в уравнении (8) согласно высказанному положению равно

$$F = L\cdot 1 = L,$$

то P должно быть равно

$$P = \zeta_a\frac{\gamma}{g}\frac{L}{\cos\lambda}\frac{w_\infty^2}{2},$$

и таким образом уравнение (13a) приводится к следующему виду:

$$H_{th} = \frac{\zeta_a}{2g}\frac{L}{t}\frac{u}{c_m}w_\infty^2\frac{\sin(\beta_\infty+\lambda)}{\cos\lambda}, \tag{14}$$

влияние лопаток путем последовательного приближения при изменении формы крыла. Бетц исходит из того, что начальный профиль отличается от конечного настолько же, насколько относительный поток скоростью w_∞, не возмущенный лопатками, отличается от относительного потока в случае удаления рассматриваемой лопатки и в случае сохранения влияния остальных лопаток. Расчет производится по кривым. Этот метод следует считать приемлемым также потому, что сравнительно большие толщины применяемых профилей влияют на точность расчетов и затрудняют их производство, и потому, что он дает достаточное совпадение с опытами.

* Угол λ носит название угла планирования. Величина $\operatorname{tg}\lambda$, равная коэфициенту скольжения, представляет собой обратную величину „качества" крыла. *Прим. ред.*

или [1]

$$\zeta_a \frac{L}{t} = \frac{2gH_{th}c_m \cos\lambda}{w_\infty^2 u \sin(\beta_\infty + \lambda)}. \qquad (15)$$

Меридиональная скорость c_m (в данном случае являющаяся и осевой. — *Ред.*) принята для входа и выхода одной и той же, равной скорости потока на некотором удалении от лопаток, так как мы не учитываем влияния сужения сечения лопатками. Теоретически развиваемый напор определится из равенства $H_{th} = \frac{H}{\eta_h}$, где величиной η_h следует задаваться так же, как и ранее. Величины w_∞ и β_∞ могут быть определены из треугольника скоростей (фиг. 207), так как согласно основному уравнению (3)

$$c_{3u} - c_{0u} = \frac{gH_{th}}{u}. \qquad (16)$$

Так как окружная составляющая скорости струи при входе c_{0u}, обусловленная всей водоподводящей конструкцией, считается заданной, то из этого равенства определяют c_{3u}, а затем находят

$$w_\infty^2 = \overline{DE}^2 + (\overline{BC} - \overline{BE})^2 = c_m^2 + \left(u - \frac{c_{3u} + c_{0u}}{2}\right)^2 \qquad (17)$$

и

$$\operatorname{tg}\beta_\infty = \frac{c_m}{u - \frac{c_{3u} + c_{0u}}{2}}. \qquad (18)$$

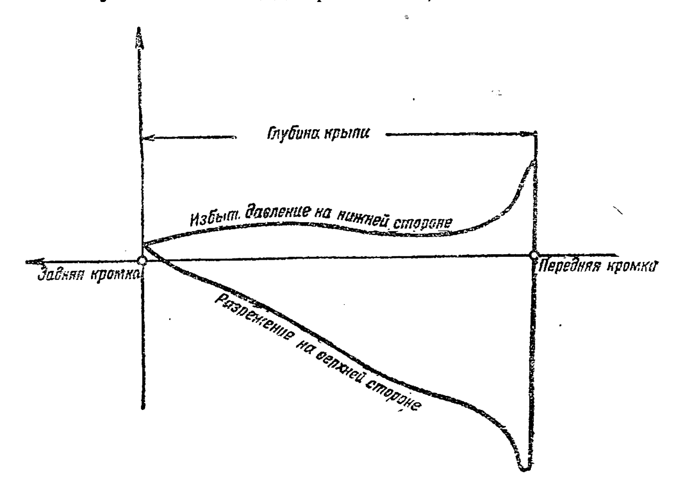
Обычно $\alpha_0 = 90°$, и следовательно, $c_{0u} = 0$. При одном и том же угле лопатки β_∞, чем больше $u = r\omega$, тем больше становится по уравнению (17) также и $w_\infty{}^2$ и тем меньше по уравнению (15) величина $\zeta_a \frac{L}{t}$. Так как при данной форме профиля значение коэфициента подъемной силы ζ_a не должно быть ниже определенной величины, соответствующей наибольшему допустимому коэфициенту скольжения $\operatorname{tg}\lambda$, то из всего этого следует, что быстроходные машины имеют малую величину $\frac{L}{t}$, т. е. малое количество узких лопаток. Тихоходные машины, наоборот, должны иметь значительно большую поверхность лопаток. Далее, уравнение (15) показывает в соответствии с опытами, что при одной и той же величине отношения $\frac{L}{t}$, т. е. при неизменной площади лопаток, число лопаток не имеет значения.

После того как величина $\zeta_a \cdot \frac{L}{t}$ определена из уравнения (15), можно задаться значением $\frac{t}{L}$ и по полученной величине ζ_a найти профиль, пользуясь для этого диаграммами фиг. 204 или 204а и имея в виду

[1] При сравнении с формулами первого немецкого издания необходимо иметь в виду сноску 1, стр. 338.

возможность последующего изменения его по уравнению (12) или (12а). При этом выборе надо обеспечить наивыгоднейший коэфициент скольжения („качество") профиля. Затем необходимо также обратить внимание на кавитацию. Некоторое представление о понижении давления $\Delta h'$ при входе, выраженном в метрах водяного столба, даст нам нижеприведенный анализ.

Всасывающая способность колеса. Распределение давлений вокруг вышерассмотренных профилей соответствует согласно геттингенским исследованиям фиг. 209а, на которой большая часть площади диаграммы давлений соответствует наличию разрежения [1]. Если принять величину этой площади равной 0,70 от общей площади и при-



Фиг. 209а. Распределение давлений по профилю несущей поверхности по Бетцу.

нять во внимание, что по форме эта площадь близка к треугольнику[2], то максимальное разрежение $\Delta h'$ может быть определено. По уравнению (8) при $b = 1$. т. е. $F = L \cdot 1 = L$, вся площадь фигуры между кривыми равна

$$f = \zeta_a L \frac{\gamma}{g} \frac{w_\infty^2}{2}.$$

Таким образом можно положить

$$\gamma \frac{\Delta h' L}{2} = 0{,}70\, \zeta_a L \frac{\gamma}{g} \frac{w_\infty^2}{2},$$

откуда

$$\Delta h' = 0{,}70\, \zeta_a \frac{w_\infty^2}{g} = 0{,}07\, \zeta_a w_\infty^2. \tag{19}$$

[1] См. также H. Holl, Über neue Messungen an Profilen mit verminderter Kavitationsempfindlichkeit, Forschung, т. 3 (1932), Mai-Heft (вышла во время печатания настоящей книги).

[2] См. работу Horn'a. Jb. schiffbautechn. Ges., 1927, стр. 368.

Если в рассматриваемой поверхности тока имеются окружные составляющие скорости c_{0u}, то общее понижение давления по отношению к набегающему осевому потоку будет

$$\Delta h = \Delta h' + \frac{c_{0u}^2}{2g},$$

или по уравнению (19)

$$\Delta h = 0{,}07\,\zeta_a\,w_\infty^2 + \frac{c_{0u}^2}{2g}. \tag{20}$$

По этому уравнению, подставляя в него значение допустимой величины Δh, определяем наибольшую величину ζ_a и после этого из уравнения (15) — наименьшую величину $\frac{L}{t}$. Надо напомнить, что c_{0u} увеличивается по направлению к центру по закону площадей. Значение величины Δh должно быть принято в каждом частном случае в соответствии со всеми условиями, существенными для всасывания (§ 77).

Так как согласно уравнению (17) w_∞ увеличивается по направлению к периферии, то опасность кавитации, если только момент количества движения rc_{0u} незначителен, является наибольшей на внешней окружности колеса. Далее, уравнение (20) показывает, что наибольшие высоты всасывания могут быть получены при малых значениях ζ_a, т. е. при больших величинах суммарной поверхности лопаток.

При величинах напора, превосходящих 10 *м* (если только приток воды к насосу является без- или малонапорным), оказывается затруднительным сделать поверхность лопаток настолько большой, чтобы кавитация не появлялась. В этом случае приходится применять многоступенчатые осевые насосы или полуосевые винтовые насосы (§ 92) с соответственно уменьшенной их быстроходностью.

Коэфициент полезного действия (к. п. д.). Так как сила сопротивления W имеет характер сопротивления трения, то соответствующая ей потеря в колесе при отнесении сил W и A к ширине колеса $b = 1$ выражается в виде потери напора

$$Z_\text{I} = \frac{\frac{W}{\gamma}}{t \sin \beta_\infty} = \frac{A \operatorname{tg} \lambda}{\gamma\, t \sin \beta_\infty},$$

или по уравнению (8) при $F = L \cdot 1 = L$

$$Z_\text{I} = \frac{\zeta_a}{2g}\,\frac{L}{t}\,w_\infty^2\,\frac{\operatorname{tg} \lambda}{\sin \beta_\infty}; \tag{21}$$

к. п. д. „самого" рабочего колеса (т. е. не считая потерь на трение о втулку и о стенку кожуха, а также и потерь в зазоре) имеет величину

$$\eta_{s1} = \frac{H_{th} - Z_\text{I}}{H_{th}} = 1 - \frac{Z_\text{I}}{H_{th}},$$

или после подстановки величин H_{th} и Z_{I} из уравнений (14) и (21) и одновременной подстановки $c_m = w_\infty \sin\beta_\infty$, имеем

$$\eta_{sI} = 1 - \frac{w_\infty}{u} \frac{\sin\lambda}{\sin(\beta_\infty + \lambda)}. \tag{22}$$

Так как по мере удаления от оси β_∞ уменьшается, а $\frac{w_\infty}{u}$ увеличивается, то в случае, если каждое из сечений лопатки имеет наилучший коэфициент скольжения $\operatorname{tg}\lambda \approx \sin\lambda$, коэфициент η_{sI} ухудшается по направлению от втулки ко внешней окружности.

Если учесть еще то, что c_{3u} уменьшается к периферии по закону площадей, т. е. что потеря напора в направляющих лопатках

$$Z_{II} \approx \zeta_2 \frac{c_3^2 - c_m^2}{2g} = \zeta_2 \frac{c_{3u}^2}{2g} \tag{23}$$

изменяется в направлении, обратном потере в колесе Z_I, то общий к. п. д. всей совокупности лопаток[1]

$$\eta_s = \frac{H_{th} - (Z_I + Z_{II})}{H_{th}} \tag{23a}$$

мало изменяется в радиальном направлении (от втулки к внешней кромке) лопатки, если только диаметр втулки не слишком мал или окружная скорость не слишком велика. Для того чтобы избежать значительного ухудшения η_s вблизи втулки, при конструировании рекомендуется не слишком стремиться к тому, чтобы делать втулку малой. Коэфициент ζ_2 уравнения (23) может быть выбран согласно уравнениям (26) и (27) § 16. Коэфициент $\eta_s > \eta_h$, так как трение о стенки кожуха и о стенки нагнетательного патрубка, а также потери в зазоре (поскольку они выражаются как потеря напора) не учитываются первым из них.

d) **Данные для расчета на прочность.** Величина осевой силы (тяги), приходящейся при числе лопаток z на всю поверхность лопаток, равна согласно фиг. 209

$$A_1 = \int dA_1 = \int_{r=r_n}^{r=r_a} zP\cos(\beta_\infty + \lambda)\, dr^{*},$$

или после подстановки выражения для величины P из уравнений (13a) и (13b)

$$A_1 = \frac{2\pi\gamma}{\omega} c_m H_{th} \int_{r=r_n}^{r=r_a} \operatorname{ctg}(\beta_\infty + \lambda)\, dr. \tag{24}$$

---

[1] Другой метод определения к. п. д. находится у F. Numachi, Aerofoil Theory of Propeller-Turbines and Pumps. Technol Rep. Tôhoku Univ., т. 8 (1929), стр. 411 и след. и т. 9 (1930), стр. 231 и след.

* r_n обозначает радиус втулки, r_a — радиус внешней кромки лопаток колеса. *Прим. ред.*

К этому следует добавить силу давления на втулку, включая и вал. Интеграл уравнения (24) находят путем численного интегрирования по элементам, для которых берут конечные малые отрезки dr; результаты сводят в таблицу.

Для расчета подшипников и крепления втулки может быть использовано более простое выражение для осевой силы

$$A_1' \approx \frac{\pi}{4} D_a^2 \gamma H, \tag{24a}$$

причем было предположено, что давление, соответствующее напору H, действует на поверхность колеса, равную площади круга диаметра $D_a = 2r_a$.

Таким же образом для любого сечения лопатки радиуса r могут быть определены напряжения изгиба, вызванные действующими на лопатку осевой силой и силой тангенциальной. Осевая сила имеет величину

$$\Delta A_1 = \frac{\pi}{z}(r_a^2 - r^2)\gamma H \tag{25}$$

и имеет плечо

$$x_a = \frac{r_a - r}{3} \frac{2r_a + r}{r_a + r}. \tag{25a}$$

Тангенциальная сила, соответствующая моменту вращения [1], равна

$$\Delta U = \gamma \frac{60}{z\,n} c_m H_{th} \ln \frac{r_a}{r}, \tag{26}$$

и ее плечо по отношению к рассматриваемому сечению имеет величину

$$x_u = \frac{r_a - r}{\ln \dfrac{r_a}{r}} - r. \tag{27}$$

В уравнениях (26) и (27) c_{0u} предполагается равным нулю. Также имеющийся и действующий на лопатку момент кручения имеет значение только для тех лопаток, которые поворачиваются во время работы (так называемые поворотные лопасти). В последнем случае надо пользоваться коэфициентами момента, приведенными в геттингенских исследованиях.

---

[1] Так как $dM = \frac{\gamma}{g}\frac{dQ}{z} c_{3u} = \frac{\gamma}{g}\cdot\frac{2\pi r dr}{z} c_m \frac{g H_{th}}{r\omega}$, то после интегрирования в пределах между r и r_a получаем $M = \gamma\cdot\frac{60}{z\,n} c_m H_{th}(r_a - r)$. Далее, так как $\Delta U = \int_r^{r_a} \frac{dM}{r}$, то отсюда получаем уравнение (26), а из уравнения $x_u + r = \frac{M}{\Delta U}$ получаем уравнение (27).

95. НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ ОСЕВОГО НАСОСА

Лопатки направляющего аппарата могут быть рассчитаны либо как лопатки соответственной решетки с малым шагом с учетом необходимого дополнительного угла отклонения, либо как отдельное крыло.

а) **Расчет направляющего аппарата как решетки с малым шагом.** Расчет ведется согласно § 46 — 49. Обозначения приведены на фиг. 103.

Вследствие того что в осевых насосах шаг лопаток направляющего аппарата больше, чем в насосах радиальных, следует учесть также и угол дополнительного отклонения при входе в смысле уменьшения наклона лопаток. Это находит отражение в том, что мы полагаем в уравнении (5) § 47 поправочный коэфициент $\mu = 1$, и таким образом входной угол лопаток α_4 определяется по уравнению

$$\operatorname{tg}\alpha_4 = \operatorname{tg}\alpha_3 \frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}. \tag{28}$$

Наблюдения над выполненными насосами побуждают нас думать, что угол входа, определенный по уравнению (28), еще слишком велик. Поэтому целесообразно привести также уравнение и для случая учета отклонения при входе. Если придерживаться при расчете направляющего аппарата того же хода мыслей, что и при расчете рабочего колеса в § 43 и 93а, то в случае действительно осевого оттекания воды, вышедшей из направляющего аппарата [соответствующего уравнению (6) § 93а], вместо уравнения (28) получим

$$\operatorname{tg}\alpha_4 = \frac{\operatorname{tg}\alpha_3 \dfrac{t_4}{t_4 - \sigma_4}}{1 + \psi_{l_1} \dfrac{c_{3u}}{z_l e_l \omega} \dfrac{t_4 - \sigma_4}{t_4}}, \tag{28a}$$

где ψ_{l_1} выбирается в соответствии с указаниями конца § 93а для величин коэфициента ψ_1.

Если вода выходит из направляющего аппарата без тангенциальной составляющей, что всегда и стремятся обеспечить, то угол выхода α_5 (фиг. 103) определяют с учетом угла отклонения по уравнениям (16) и (17) § 48 из уравнения

$$\operatorname{tg}\alpha_5 = -\frac{c_{5m}}{p_l \dfrac{r_2}{r_5} c_{3u}}, \tag{29}$$

где

$$p_l = \psi_l \frac{r_5^2}{z_l S_l}. \tag{30}$$

Если r_s обозначает радиус центра тяжести, а e_l — развернутую длину линии тока (в меридиональной проекции), то

$$S_l = r_s e_l. \tag{30a}$$

Дальнейший ход исследования может быть уяснен из примерного расчета (см. § 96).

b) Расчет направляющей лопатки как крыла. Если $K = r_4 c_{3u}$ представляет собой момент количества движения в пространстве между направляющим аппаратом и колесом, то величина момента, передаваемая одной лопатке для очень маленького радиального размера dr, определится, если принять направление вытекания по оси и пренебречь влиянием вязкости, из уравнения (73) § 24:

$$dM = \frac{\gamma}{g}\, dQ\, r_4\, c_{3u} = \frac{\gamma}{g}\, t\, dr\, c_m K.$$

С другой стороны, если $dP = P\,dr$ обозначает силу, действующую на лопатку (фиг. 209), если α_∞ обозначает направление средней геометрической из скоростей входа и выхода, а r_m — среднее расстояние линии тока от оси, то

$$dM = P\,dr \sin(\alpha_\infty + \lambda) r_m .$$

Таким образом

$$P = \frac{\gamma}{g}\, t\, \frac{c_m K}{r_m \sin(\alpha_\infty + \lambda)},$$

и подъемная сила, равная $A = P\cos\lambda$, определяется из уравнения (8), при $F = L \cdot 1 = L$

$$P\cos\lambda = \zeta_a \frac{\gamma}{2g} c_\infty^2 L,$$

таким образом окончательно имеем

$$\zeta_a \frac{L}{t} = \frac{2 c_m K \cos\lambda}{c_\infty^2\, r_m \sin(\alpha_\infty + \lambda)} . \qquad (31)$$

Это выражение соответствует уравнению (15). Здесь [согласно уравнениям (17) и (18) при $u = 0$] c_∞ и α_∞ определяются уравнениями:

$$c_\infty^2 = c_m^2 + \left(\frac{K}{2r_m}\right)^2, \qquad (32)$$

$$\operatorname{tg}\alpha_\infty = \frac{2 r_m c_m}{K} . \qquad (33)$$

В случае если меридиональные проекции линии тока имеют точно осевое направление, $r_4 = r_m$. В противном случае основная линия примененного профиля, т. е. линия, соответствующая направлению c_∞, представляет собой неработающую бесконечно тонкую лопатку. Ввиду затруднений, обусловленных этим, приведенный метод можно рекомендовать только при осевом направлении линий тока в их меридиональных проекциях.

96. ПРИМЕР РАСЧЕТА ОСЕВОГО (ПРОПЕЛЛЕРНОГО) НАСОСА

Требуется рассчитать рабочее колесо и направляющий аппарат осевого насоса типа, изображенного на фиг. 211b, для подачи 2 $м^3/сек$, при напоре 4 $м$ вод. ст. и при 600 об/мин.

а) Рабочее колесо. Коэфициент быстроходности (удельное число оборотов) по уравнению (2) § 81 $n_s = 1100$, т. е. соответствует средним соотношениям для осевых насосов[1]. Ввиду этого для колеса можно принять отношение диаметра колеса к диаметру втулки $\frac{D_a}{D_n}$ примерно около 2,4 без опасений, что у втулки окружная скорость упадет настолько сильно, что лопатка не сможет рассматриваться как крыло. Для того чтобы учесть потери через зазор и влияние сужения, вызываемого толщиной лопаток, необходимо предусмотреть запас расхода в 10%, таким образом $Q' = 1{,}1 \cdot 2 = 2{,}2$ $м^3/сек$. При выборе меридиональной скорости c_m решающим является, с одной стороны, то, что наклон лопатки на периферии не должен быть очень малым, т. е. угол $\beta_\infty + \delta$ не должен падать ниже 8° (так как иначе влияние толщины лопаток становится чрезвычайно сильным и работа насоса становится недопустимо чувствительной к неточностям установки лопаток), с другой же стороны, способность всасывания должна быть сохранена наибольшей. Если принять $c_m = \varepsilon\sqrt{2gH}$, то в соответствии с первым условием ε должно расти с увеличением быстроходности, однако верхняя граница определяется соображениями о кавитации, т. е. наибольшим напором или высотой всасывания, достигнутыми соответствующей моделью насоса. Если в нашем случае положить $\varepsilon = 0{,}6$, и следовательно,

$$c_m = 0{,}6\sqrt{2g4} \approx 5{,}3 \text{ м/сек},$$

то примерный расчет дает $D_a \approx 0{,}8$ $м$. Принимаем $D_a = 0{,}8$ $м$, $D_n = 0{,}34$ $м$, чему соответствует $\frac{D_a}{D_n} = 2{,}34$; при этом

$$c_m = \frac{2{,}2}{\frac{\pi}{4} \cdot (0{,}8^2 - 0{,}34^2)} = 5{,}34 \text{ м/сек}.$$

При $\eta_h = 0{,}86$ H_{th} будет равно $H_{th} = \frac{4}{0{,}86} = 4{,}65$ $м$. Лопатки проектируются по пяти цилиндрическим сечениям $a_1a_2 - e_1e_2$ (фиг. 210a), отстоящими друг от друга на равных радиальных расстояниях. Расчет сечений дан в помещенной на стр. 355 таблице. Так как у входа не имеется направляющего аппарата, то в уравнениях от (16) до (18) $c_{0u} = 0$.

Падения давлений Δh, приведенные в таблице, указывают совместно с уравнением (4) § 77, что насос имеет незначительную всасывающую способность. Определенная для внешних линий тока величина $\Delta h = 10{,}4$ $м$ потребовала бы согласно этому уравнению притока к насосу даже под напором (т. е. расположения насоса ниже уровня всасывания. — *Ред.*). Однако по опытам автора действительные условия всасывания несколько лучше, чем то может быть заключено по величинам $\Delta h' = \Delta h$. Значения $\frac{t}{L}$ выбираются за исключением значения, соответствующего втулке, таким образом, чтобы кромки лопаток получились плавного очертания и, особенно, чтобы получающиеся при этом значения ζ_a значительно уменьшались к периферии. Последнее необходимо для того, чтобы $\Delta h'$ увеличивалось не слишком сильно, а также и потому, что по условиям прочности у втулки требуются возможно более толстые профили, а по условиям гидравлическим и производственным на периферии

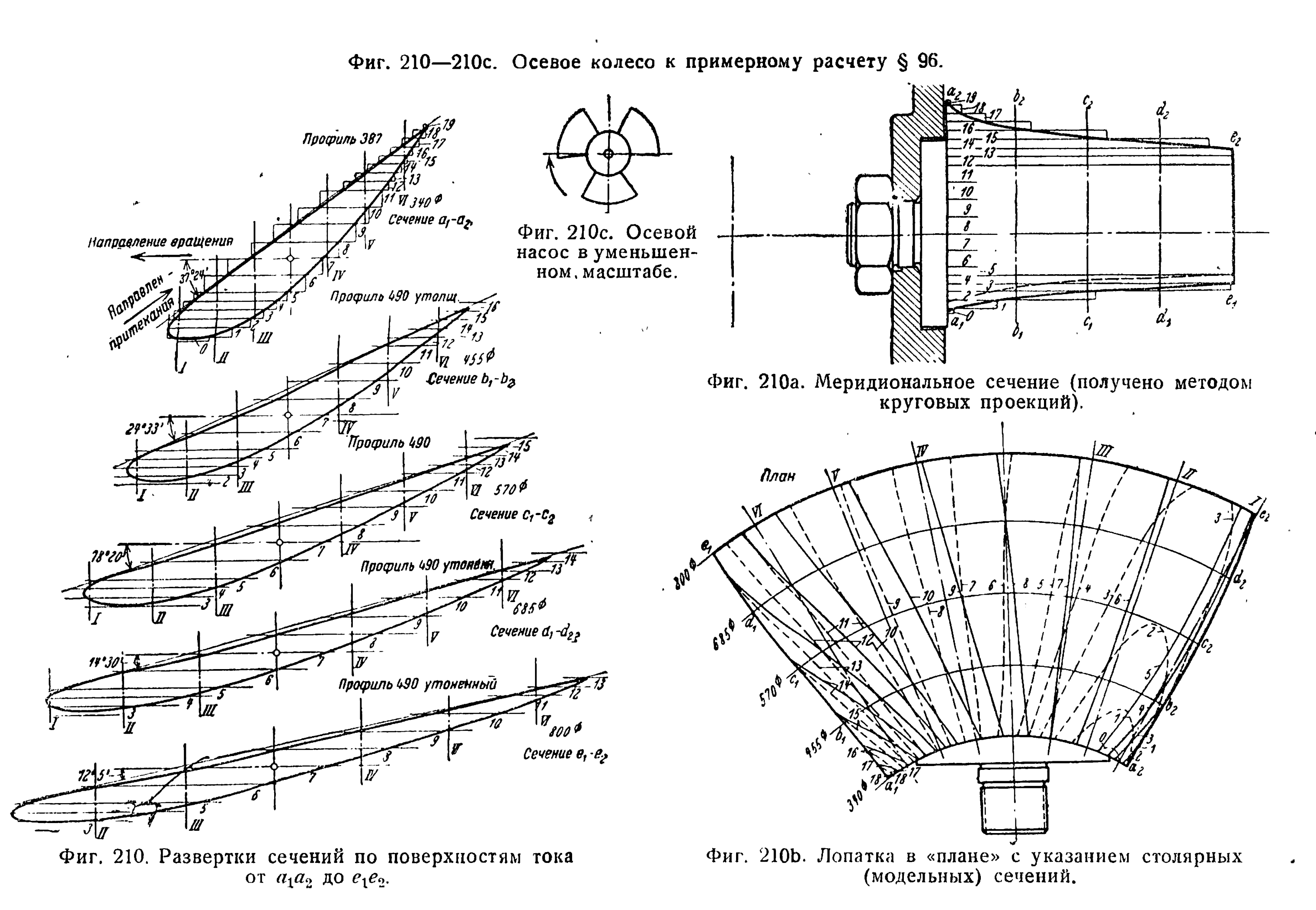
---

[1] Нижняя граница лежит при $n_s = 600$, верхняя — при 2 000. Чем больше n_s, тем большим должно быть принято отношение диаметров $\frac{D_a}{D_n}$ и значение коэфициента всасывания σ в уравнении (16) § 80.

Таблица к расчету профилей лопаток

	Размерность	D мм				
		340	455	570	685	800
$u = \pi D n/60$	м/сек	10,86	14,30	17,91	21,52	25,14
$c_{3u} = gH_{th}/u$	»	4,27	3,19	2,545	2,12	1,815
w_{∞}^2 по уравнению (17)	$м^2/сек^2$	101,45	191,0	296	448	608
tg β_{∞} по уравнению (18)	—	0,625	0,419	0,3205	0,261	0,220
β_{∞}		32°0′	22°44′	17°46′	14°40′	12°25′
λ выбрано предположительно		1°	1°	1°	1°	1°
$\zeta_a L/t$ по уравнению (15)	—	0,826	0,442	0,286	0,1873	0,1376
t/L (принято)	—	1,36	1,6	1,66	1,72	1,78
$\zeta_a = (\zeta_a L/t)(t/L)$	—	1,123	0,709	0,475	0,323	0,245
$\Delta h' = \Delta h$ по уравнению (20)	м	7,89	9,44	9,8	10,1	10,4
Профиль № (фиг. 204 — 205)		387	490	490	490	490
y_{max}/L		0,1505 из таблицы стр. 342	Утолщен. 0,1235 интерполирован.	0,0960 из таблицы стр. 342	Утоншен. 0,0768 экстраполирован.	Утоншен. 0,0628 экстраполирован.
tg $\lambda = \zeta_w/\zeta_a$ по фиг. 204а и уравнению (12с)		0,0160	0,0194	0,0178	0,0166	0,0158
λ (окончательно)		55′	1°4′	1°0′	58′	54′
δ по фиг. 206а или уравнению (12)		5°24′	1°49′	34′	—10′	—20′
$\beta_{\infty} + \delta$		37°24′	24°33′	18°20′	14°30′	12°5′
$3L = \dfrac{\pi D}{t/L}$	мм	785	894	1 075	1 250	1 410
$3y_{max} = 3L(y_{max}/L)$	»	118	110,65	103,3	95,95	88,6
Z_{I} по уравнению (21)	м	0,129	0,216	0,252	0,326	0,347
Z_{II} по уравнению (23) при $\zeta_2 = 0,2$	»	0,186	0,104	0,066	0,046	0,34
η_s по уравнению (23а)		0,93	0,93	0,93	0,93	0,925

Фиг. 210—210с. Осевое колесо к примерному расчету § 96.



Фиг. 210с. Осевой насос в уменьшенном масштабе.

Фиг. 210а. Меридиональное сечение (получено методом круговых проекций).

Фиг. 210. Развертки сечений по поверхностям тока от a_1a_2 до e_1e_2.

Фиг. 210b. Лопатка в «плане» с указанием столярных (модельных) сечений.

желательны профили наиболее тонкие. Оба выбранных профиля *387* и *490* относятся к той их группе, впервые упоминавшейся в § 94а, которая соответствует уравнению (12). Для сечений *2*, *4* и *5* ординаты профиля *490* должны быть умножены на некоторые коэфициенты, которые определяются как отношения соответственных величин $\frac{y_{max}}{L}$. Эти коэфициенты могут быть найдены после того, как вычерчена кривая зависимости $\frac{y_{max}}{L}$ от r, для чего по двум имеющимся значениям $\frac{y_{max}}{L}$ для сечений *1* и *3* (для которых в качестве профиля лопатки приняты без изменений профили *387* и *490*) проводят плавную кривую произвольного очертания, однако все же обеспечивающую хорошие коэфициенты скольжения (1 : качество) $\operatorname{tg}\lambda$. Для определения L и y_{max} принято число лопаток, равное трем. Значения λ, полученные при проверочном подсчете, находятся в достаточном соответствии с теми, которыми мы задались в начале расчета.

В нижних трех строчках таблицы приведены также данные к расчету к. п. д. лопаток η_s, причем последние весьма мало изменяются для различных сечений. Это дает возможность заключить, что втулка могла бы быть сделана еще меньшего диаметра, правда, должно быть только при помощи изложенного в § 93 расчета осевых насосов с малым шагом лопаток [1]. Однако если лопатки будут укреплены на втулке так, как это указано на фиг. 210а (т. е. приболчены), или если они должны быть поворотными, то размер втулки не может быть уменьшен.

Осевая сила определяется по уравнению (24) после подстановки в него соответствующих значений из таблицы, причем давление на торец вала и на втулку принимается равным давлению, развиваемому насосом:

$$A_1' = A_1 + \gamma H \frac{\pi}{4} D_n^2 = 1\,666 + 364 = 2\,030 \text{ кг}.$$

Приближенное же уравнение (24а) дает величину $A' = \frac{\pi}{4} \cdot 0{,}8^2 \cdot 1\,000 \cdot 4 = 2\,000$ *кг*. Осевая сила, действующая на каждое крыло, $\Delta A_1 = \frac{A_1}{3} = 555$ *кг* согласно уравнению (25а) при подстановке в него $r = r_n = 170$ *мм* приложена на расстоянии $x_a = 130$ *мм* от втулки. Вся тангенциальная сила согласно уравнению (26) равна

$$\Delta U = 1\,000 \frac{60}{3 \cdot 600} \cdot 5{,}34 \cdot 4{,}65 \ln \frac{400}{170} = 710 \text{ кг}$$

и приложена согласно уравнению (27) при $r = r_n = 170$ на расстоянии x_u от втулки, равном

$$x_u = \frac{400 - 170}{\ln \frac{400}{170}} - 170 = 99{,}5 \text{ мм}.$$

На фиг. 210b изображена лопатка с указанием так называемых „столярных" (нормальных оси насоса) сечений, которые были определены на основе приведенных на фиг. 210 сечений, являющихся развертками цилиндрических сечений $a_1 a_2$ до $e_1 e_2$, при помощи ряда осевых сечений $I - VI$.

Однако такие „столярные" сечения облегчают изготовление только больших моделей. При малых размерах вполне возможно изготовить лопатки по одним лишь цилиндрическим сечениям фиг. 210.

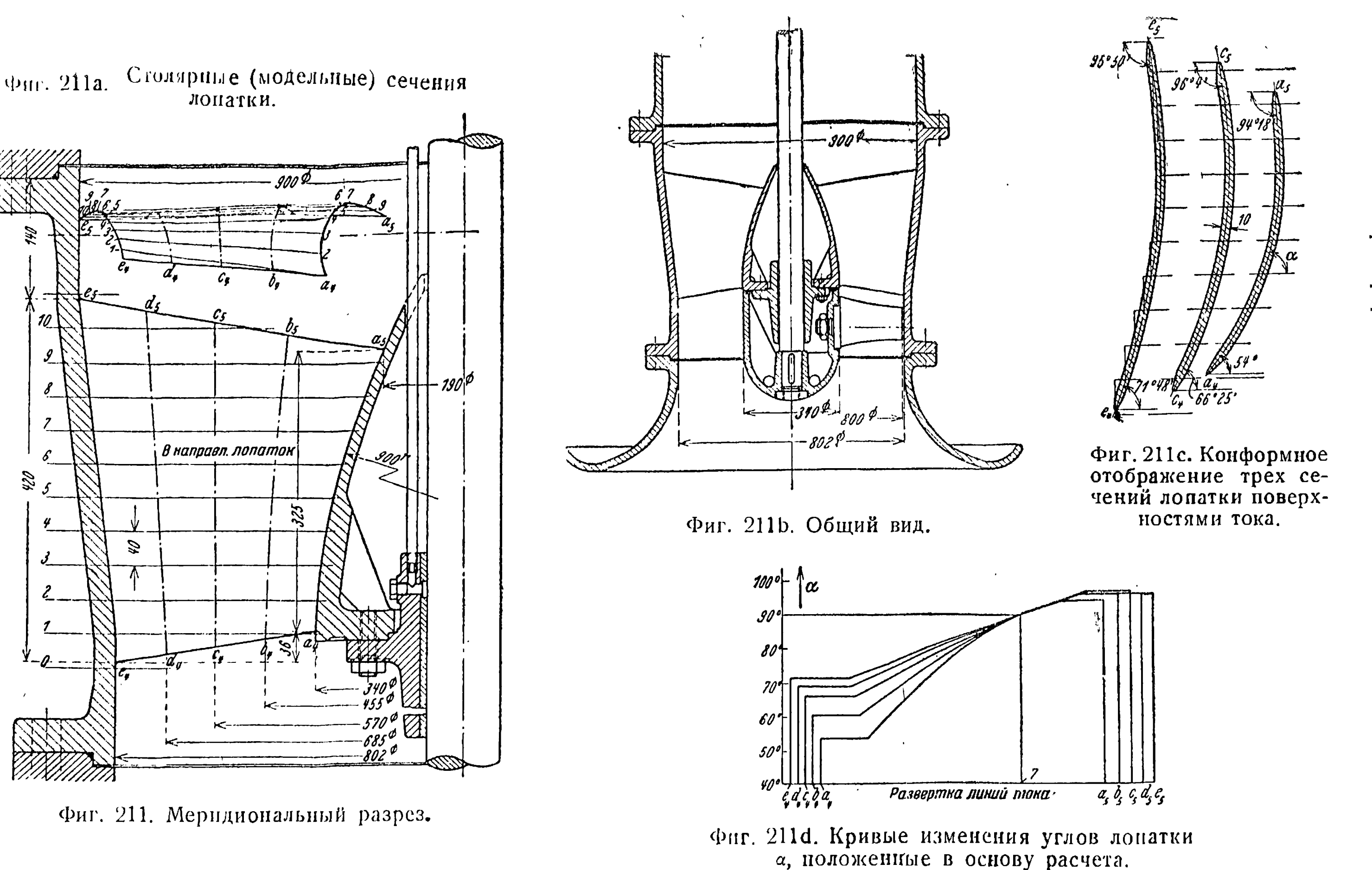
b) **Направляющий аппарат** (фиг. 211 до 211d). Для проектирования направляющих лопаток мы проведем расчеты для тех же поверхностей тока, что и в случае колеса. После того как было принято очертание внешней и внутренней стенок направляющего аппарата, плавно расширяющих канал вплоть до нужного выходного сечения (§ 13), вычерчивают линии тока $b_4 b_5$ и т. д.,

---

[1] Тогда, после того как принято изменение толщин лопатки выбранного профиля, очертания лопатки смогут быть построены по точкам.

	Размерность	Линия тока				
		a_4a_5	b_4b_5	c_4c_5	d_4d_5	e_4e_5
$\operatorname{tg} \alpha_3 = c_m/c_{3u}$		1,25	1,67	2,18	2,52	2,94
$t_4/(t_4 - \sigma_4)$ выбрано предположительно		1,08	1,06	1,05	1,04	1,03
$\operatorname{tg} \alpha_4$ согласно уравнению (28)		1,351	1,77	2,20	2,62	3,03
α_4		53°30′	60°30′	66°25′	69°08′	71°45′
$t_4 = \pi D/z_l$	*мм*	133,5	178,5	223,5	268,5	314
$\sigma_1 = s_4/\sin \alpha_4$	"	12,45	11,50	10,9	10,71	10,52
$t_4/(t_4 - \sigma_4)$ повторно	-	1,10	1,068	1,05	1,045	1,034
α_4		54°	60°40′	66°25′	69°13′	71°48′
r_2 по чертежу	*мм*	170	227,5	285	342,5	400
r_5 "	"	95	205	290	372	450
r_s "	"	144	220	289	358	425
e_l "	"	340	356	378	402	425
S_l из уравнения (30а)	*м*²	0,049	0,0784	0,109	0,144	0,182
p_l из уравнения (30)[1]		0,0368	0,107	0,154	0,191	0,223
c_{5m}	*м/сек*	3,74	3,68	3,62	3,57	3,54
$\operatorname{tg} \alpha_5$ из уравнения (29)		−13,3	−9,68	−9,40	−9,57	−9,84
α_5		94°18′	95°53′	96°04′	95°55′	95°50′

[1] Величина ψ_l в уравнении (30) принята равной 1,6, что согласно указаниям стр. 168 должно считаться несколько большим.



Фиг. 211а. Столярные (модельные) сечения лопатки.

Фиг. 211. Меридиональный разрез.

Фиг. 211b. Общий вид.

Фиг. 211с. Конформное отображение трех сечений лопатки поверхностями тока.

Фиг. 211d. Кривые изменения углов лопатки α, положенные в основу расчета.

Фиг. 211а—211d. Направляющий аппарат к пропеллерному насосу фиг. 210.

которые построены в предположении одинаковости меридиональных скоростей в сечениях, перпендикулярных к оси. Очертание выходной кромки принято таким, чтобы внешним струйкам соответствовала длина лопаток (в меридиональном сечении) бо́льшая, чем струйкам внутренним (срединным), так как расстояние между лопатками у периферии больше.

Лопатки рассчитываются согласно § 95а, причем толщина лопаток принята всюду равной $s_4 = 10$ *мм*, а число лопаток $z_l = 8$. Угол входа α_4 и выхода α_5 определены в вышеприведенной таблице (стр. 358).

Линии тока вычисляются (в форме таблиц) по точкам при помощи уравнения (22) § 49, для чего сперва задаются кривыми изменения угла лопатки α, изображенными на фиг. 211d. При помощи их (т. е. линий тока) проекций, изображенных на фиг. 211а, могут быть вычерчены нанесенные там же „столярные" сечения *1-10*. При этом, если позаботиться о выборе соответствующей формы кривых изменения угла α, то можно обеспечить, чтобы переход через $\alpha = 90°$ происходил в одном и том же „столярном" сечении *7*, что облегчает изготовление модели. Для получения более ясного представления о форме пространственно изогнутых линий тока на фиг. 211с приведены конформные отображения трех линий тока с указанием толщин лопаток по уравнению (16) § 86. На этой же фигуре можно видеть форму закругления входного участка и заострения концевого участка лопаток. Эти отображения лопаток, конечно, не могут быть употреблены в качестве шаблонов.

96а. РАБОТА ОСЕВОГО НАСОСА

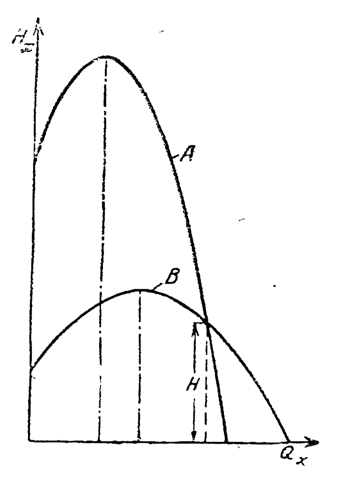
Если лопатка спроектирована такой, что развиваемые в различных линиях тока напоры различны, то возникают паразитные токи, понижающие к. п. д. Однако это неравенство напоров в различных струйках, так же как и при других пространственно изогнутых лопатках (см. конец § 91), является неизбежным при отклонении от нормального расхода. Осевой насос ведет себя в этом отношении ввиду различия окружных скоростей вдоль по выходной кромке особенно невыгодно. На фиг. 212 для осевого насоса с направляющим аппаратом приведены характеристики, полученные построением, согласно § 57с для струек внешней (кривая *A*) и внутренней (т. е. у втулки) (кривая *B*), причем диаметр втулки вдвое меньше, чем диаметр колеса. Точка пересечения обеих кривых является нормальной рабочей точкой. При расходах, меньших нормальных, внешние части лопаток развивают больший напор, чем внутренние. Следствием является то, что уже при малых отклонениях от нормальной нагрузки меридиональные скорости оказываются неодинаковыми во всех точках поперечного сечения канала, увеличиваясь у периферии и уменьшаясь вблизи втулки. Если расход значительно меньше, чем соответствующий точке пересечения предельных характеристик *A* и *B*, то у внутренних струек вообще уже не достигается установившийся напор. В связи с этим здесь образуется обратный ток воды [1], которая затем снова увлекается к периферии частично за счет

---

[1] Это дает следующий приближенный анализ, основанный на том предположении, что момент количества движения $rc_{3ux} = rc_{2ux}(1 + p)$ сохраняет свою величину вдоль выходной кромки при всех нагрузках и что коэфициент уменьшения мощности p также постоянен (см. также Spannhake, Kreiselräder als Pumpen und Turbinen, стр. 245 и след. Berlin; Julius Springer, 1931; в имеющемся русском ее переводе см. стр. 249 и след.). Индекс x будет указывать нам на то, что режим работы не соответствует безударному входу. Так как

$$c_{2mx} = (u - c_{2ux}) \operatorname{tg} \beta_2 = \left[r\omega - \frac{(rc_{2ux})}{r} \right] \operatorname{tg} \beta_2$$

центробежной силы, частично за счет подсасывающего действия концов лопаток. Образующиеся таким образом сильные паразитные токи имеют следствием то, что действительная характеристика осевого насоса отличается от изображенной на фиг. 212 и представляет собой, как то видно из фиг. 213, кривые, падающие при увеличении расхода. Тем же можно объяснить характерную особенность осевых насосов, зачастую являющуюся заметной помехой. Заключается она в том, что при нулевом расходе мощность насоса достигает наибольшей величины. Потребление большой мощности при закрытой задвижке затрудняет запуск насоса. Надо также указать на обусловленное всем этим быстрое падение к. п. д., характерное для осевых насосов. Эти недостатки можно смягчить, применяя поворотные лопатки, как это делается в турбинах Каплана. Однако при этом изготовление насосов значительно удорожается. Другая возможность заключается в применении описанного в § 92 полуосевого колеса.



Фиг. 212. Формы напорных характеристик осевых насосов, полученные расчетом. Кривая A — для струйки на периферии колеса; кривая B — для струек при диаметре втулки, равном половине диаметра колеса.

Несмотря на эти недостатки и еще присоединяющуюся к этому малую всасывающую способность (см. § 79, п. b, α), к применению осевых насосов приходится прибегать всегда в тех случаях, когда требуется особо большая быстроходность. То, что к. п. д. вблизи нормальной (расчетной) нагрузки достаточно хорош и даже превосходит к. п. д. для других видов насосов, показывают приведенные на фиг. 213 кривые к. п. д., полученные в лабора-

---

и так как момент количества движения $rc_{2ux} = K_x$ постоянен вдоль выходной кромки, но изменяется в зависимости от расхода Q_x, то каждому значению K_x и соответственно Q_x соответствует определенное распределение c_m. Из этого уравнения можно определить величину того радиуса r, при котором c_{2mx} становится равным нулю, т. е. наступает обратное течение. Связь между K_x и Q_x дается уравнением

$$Q_x = \int_{r_n}^{r_a} 2r\pi\, c_{2mx}\, dr = 2\pi \int_{r_n}^{r_a} (r^2\omega - K_x)\,\mathrm{tg}\,\beta_2\, dr,$$

или, так как

$$\mathrm{tg}\,\beta_2 = \frac{c_{2m}}{r\omega - c_{2u}} = \frac{rc_{2m}}{r^2\omega - K},$$

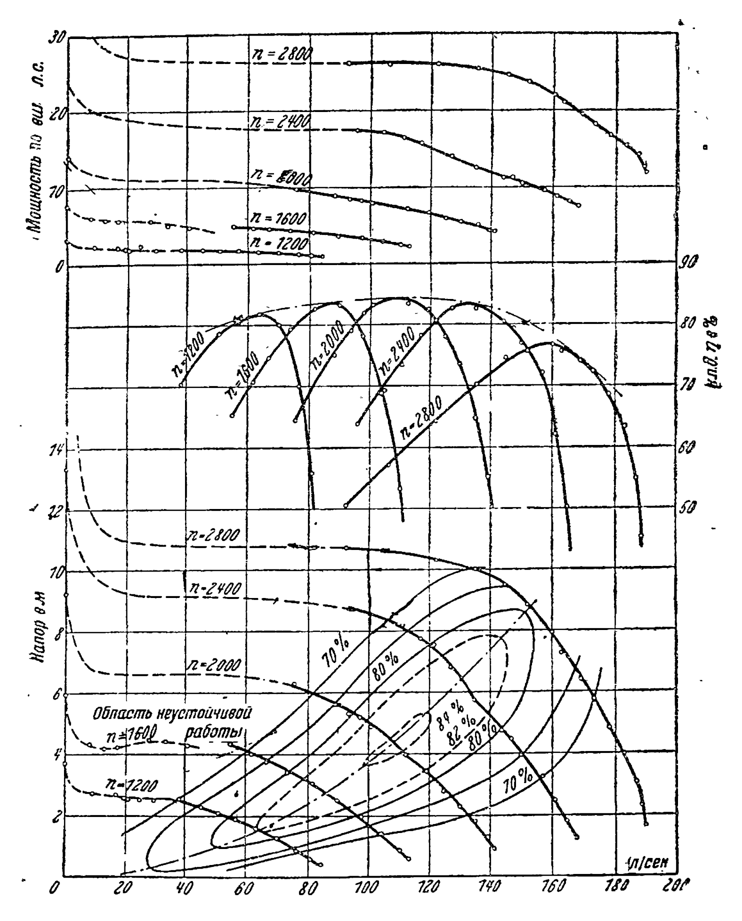
$$Q_x = 2\pi c_{2m} \int_{r_n}^{r_a} \frac{r^2\omega - K_x}{r^2\omega - K}\, r\, dr = 2\pi c_{2m}\left[\frac{r_a^2 - r_n^2}{2} - \frac{K_x - K}{2\omega}\ln\frac{r_a^2\omega - K}{r_n^2\omega - K}\right] =$$

$$= Q - \frac{(K_x - K)\,Q}{\omega(r_a^2 - r_i^2)}\ln\frac{r_a^2\omega - K}{r_n^2\omega - K},$$

откуда

$$K_x = K + \frac{Q - Q_x}{Q}\;\frac{\omega(r_a^2 - r_i^2)}{\ln\dfrac{r_a^2\omega - K}{r_n^2\omega - K}}.$$

тории автора на маленьком насосе диаметром всего только в 200 *мм* и по типу, сходному с вышеописанным. Для модели больших размеров диаметром около 1 *м* можно ожидать величину к. п. д. до 90%. Если, вдобавок, принять во внимание простоту подвода и отвода воды, то можно сделать вывод, что в области низконапорных машин осевые насосы должны занять такое же место, какое в области низконапорных турбин уже завоевали пропеллерные турбины.



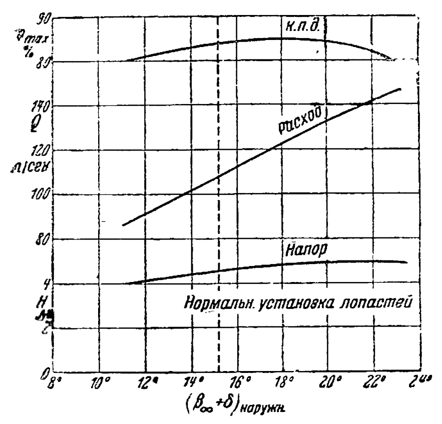
Фиг. 213. Характеристики пропеллерного насоса диаметром 200 *мм* и типа, изображенного на фиг. 210 и 211, вода притекает под напором 0,5 *м*.

Ввиду больших относительных скоростей в колесе чрезвычайно важно, чтобы лопатки были точно выполнены, а поверхности их возможно более тщательно сглажены.

Фиг. 214 иллюстрирует поведение (работу) одного и того же пропеллерного колеса при различных углах установки лопаток и при нормальной нагрузке. Как видно из диаграммы, при увеличении угла наклона расход увеличивается значительно, напор же только немного, в то время как к. п. д. остается в большом диапазоне почти посто-

янным. Отсюда следует, таким образом, что быстроходность осевого насоса может быть изменена поворотом лопаток.

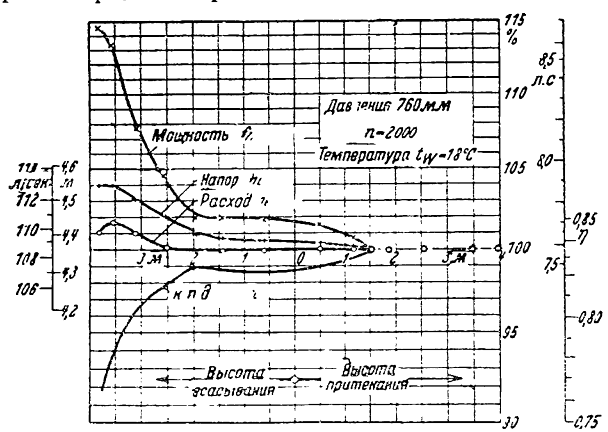
На фиг. 214а показано влияние расстояния между лопатками и рабочим колесом направляющего аппарата. Можно видеть, что при уменьшении расстояния x_i до значения $x_i = 5$ *мм*, т. е. $\frac{x_i}{D} = \frac{1}{40}$,



Фиг. 214. Влияние изменения угла установки лопаток по фиг. 213 при $n = 2000$.

Фиг. 214а. Влияние расстояния между лопатками рабочего колеса и направляющего аппарата при $n = 2400$ (к фиг. 213).

к. п. д. увеличивается, а затем, начиная с этого места, устанавливается область неустойчивой работы, связанная с уменьшением к. п. д. (§ 68). Таким образом область неустойчивой работы наступает как раз при таком размере зазора, который является обычным. Расход и напор



Фиг. 214b. Кривые кавитации пропеллерного насоса (к фиг. 213).

изменяются в обратном направлении, и именно так, что быстроходность увеличивается при увеличении расстояния. Потребление мощности и напор при нулевом расходе остаются теми же.

Всасывающая способность того же насоса была испытана при переменных высоте всасывания и напоре притекания, при постоянном

числе оборотов и постоянном положении задвижки напорного трубопровода. Фиг. 214b показывает результаты, полученные при 2 000 об/мин. Ординаты отложены в процентах нормальных величин. Можно видеть, что при напорах притекания, больших 1,5 *м*, еще не наблюдается каких-либо изменений в работе насоса. При дальнейшем уменьшении напора притекания (т. е. при напорах, меньших 1,5 *м*) к. п. д. падает примерно на 1%, затем снова несколько поднимается и только при высоте всасывания, равной 2 *м*, снова круто падает, причем наблюдается значительный шум [1]. Интересно, что величина подачи не изменяется до высоты всасывания, равной 2,5 *м*, далее поднимается и затем падает, в то время как потребление мощности в области кавитации, до тех пор пока не пришлось прекратить опыт из-за опасений о повреждении насоса гидравлическими ударами, непрерывно повышается. Увеличение напора в области кавитации (также и в области постоянных расходов) можно объяснить увеличением сопротивления напорного трубопровода, вызванным вибрацией. Эти опыты дополняют выводы, сделанные в § 77 в связи с диаграммой фиг. 167. Коэфициент σ в формуле подобия Тома можно определить, если принять для данного насоса в качестве предельного значения практически допустимой высоты всасывания 2 *м*; при этом получим

$$\sigma = \frac{\Delta h}{H} = \frac{1}{H}\,(A - H_t - H_s) = \frac{1}{4{,}38}\,(10{,}4 - 0{,}2 - 2) = 1{,}87,$$

в то время как значение коэфициента для второго выражения уравнения (19) § 94 получается равным 0,069. На фиг. 213 в области линий, нанесенных пунктиром, насос работал весьма неспокойно, так что точные отсчеты, особенно на крутильном динамометре, были весьма затруднительны.

Наблюдения, подобные вышеописанным, были произведены также над осевыми насосами большей и меньшей быстроходности.

97. РАСЧЕТ ПРОФИЛЯ ЛОПАТКИ КАК КОНФОРМНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ КРУГА [2]

Обтекание плоским потенциальным потоком кругового цилиндра вполне изучено. Пусть круговой цилиндр радиуса ρ обтекается параллельно-струйным потоком со скоростью W_∞, направленной перпендикулярно к оси цилиндра (фиг. 215), причем требуется, чтобы в точке B (конце) диаметра, образующего с направлением скорости W_∞ угол τ, имело бы место стекание потока с цилиндра (т. е. чтобы эта точка B являлась точкой разветвления потока). Тогда выражение для циркуляции напишется в следующем виде [3]:

$$\Gamma = 4\pi\rho W_\infty \sin\tau. \qquad (34)$$

---

[1] Другое осевое колесо меньшей быстроходности давало в начале появления кавитации к. п. д., несколько превышавший нормальное значение к. п. д. (см. конец § 77).

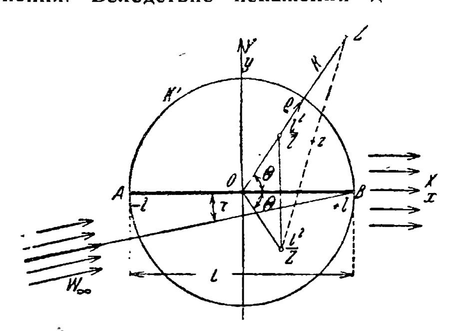
[2] Литература: Joukouwsky: Z. Flugtechn. Motorluftsch., 1910, стр. 281; Aerodynamique, стр. 145. Paris 1916; Blumenthal: Z. Flugtechn. Motorluftsch., 1913, стр. 125; Trefftz: Z. Flugtechn. Motorluftsch., 1913, стр. 130; v. Mises: Z. Flugtechn. Motorluftsch., 1917, стр. 157; Z. angew. Math. Mech., 1922, стр. 71.

[3] Комплексный потенциал (§ 5d) этого потока выражается следующей формулой:

$$F(Z) = W_\infty\left(e^{-i\tau}Z + e^{i\tau}\frac{\rho^2}{Z}\right) - i\,\frac{\Gamma}{2\pi}\ln Z, \qquad (34a)$$

На основе этого хорошо известного потока может быть определена картина обтекания заданного профиля, если только этот профиль отобразить на круг таким образом, чтобы совпадали друг с другом внешняя область круга с внешней областью данного профиля, а также и их бесконечности. Конформное отображение выполняется помощью функции, связывающей две комплексных переменных z и Z обеих плоскостей отображения, причем картина в относительно больших масштабах будет искажена, в то время как ее весьма малые элементы отображают углы правильно, т. е. поток после этого отображения останется потенциальным (см. § 5c).

Из условия неискаженного отображения углов на основании рассуждений, подобных приведенным в конце § 21, следует, что как интегралы вдоль замкнутых линий около цилиндра (разности потенциалов), так и циркуляция остаются без изменения. Вследствие искажения длин изменяются, однако,



Фиг. 215. Плоское крыло AB как отображение единичного круга K'.

скорости как по величине, так и по направлению, а именно старые длины и скорости определяются по новым путем умножения [1] на величину производной $\frac{dz}{dZ}$ „отображающей" функции, которая (производная) выражает собой, вообще говоря, изменение абсолютных значений элементарных отрезков, а также и их поворот (т. е. поворот с изменением длин). Ввиду того что согласно урав-

---

где $Z = X + iY = Re^{i\Theta}$ — комплексная переменная. X и Y являются прямоугольными координатами точки, обозначенной величиной Z; R и Θ являются полярными координатами той же точки. Первый член этого уравнения соответствует простому обтеканию цилиндра потоком, которое проще всего получается из параллельно-струйного потока (первый член в круглых скобках) посредством наложения его отображения на единичный круг (с радиусом l). Второй член соответствует циркуляционному потоку, добавление которого необходимо (§ 23) для получения требуемой точки набегания потока на цилиндр. Производная $F'(Z)$ после разделения ее на действительную и мнимую части дает компоненты скорости U и V по направлениям X и Y, причем $F'(Z) = U - iV$. Если положить $U = 0$ при $\Theta = 0$ и $R = \rho$, то получим уравнение (34).

Отображение потока с потенциалом $X(z)$ проводится:

a) относительно плоскости, представляемой на фиг. 215 осью x, таким образом, что $z = x + iy = re^{i\vartheta}$ заменяется сопряженной величиной $\bar{z} = x - iy = re^{-i\vartheta}$, а от полученной таким образом функции $X(\bar{z})$ снова берется сопряженная величина, так что в целом мы получаем функцию $\overline{X(\bar{z})}$;

b) относительно круга радиуса l, описанного около начала координат, помощью функции $\overline{X\left(\frac{l^2}{z}\right)}$, где $\frac{l^2}{z}$ подставлено вместо z, и полученную таким образом функцию снова преобразовывают в сопряженную форму.

[1] Что следует из $F'(z) = \frac{F'(Z)\,dZ}{dz}$.

нению (34) в выражение для Г входит только скорость в бесконечности, то упомянутый коэфициент увеличения (значение производной) имеет значение лишь при $Z=\infty$.

Особую роль играют профили Жуковского[1], ибо они получаются из круга помощью простейшей, отображающей формулы и поэтому легко поддаются теоретическому исследованию. В этом случае формула, отображающая на новую плоскость z, имеет вид

$$z=\frac{1}{2}\left(Z+\frac{l^2}{Z}\right), \tag{35}$$

где $z=x+iy$, а l — радиус единичного круга. Если представить себе плоскости z и Z совмещенными между собой так, что их координатные оси соответственно совпадают, то согласно уравнению (35) точка z, отображающая точку Z (фиг. 215), будет находиться на середине прямой, соединяющей Z с точкой $\frac{l^2}{Z}$, которая получается в результате зеркального отображения точки Z по отношению к единичному кругу и последующего повторного зеркального отображения относительно действительной оси.

Коэфициент увеличения для нашего отображающего уравнения (35) имеет вид $\frac{dz}{dZ}=\frac{1}{2}\left(1-\frac{l^2}{Z^2}\right)$, так что для $Z=\infty$ он равен $\frac{1}{2}$, откуда $W_\infty=\frac{1}{2}w_\infty$, где w_∞ есть скорость притекания невозмущенного потока в плоскости профиля. Ввиду того что направление этой скорости не изменяется, т. е. τ остается тем же, то согласно уравнению (34) выражение для циркуляции может быть написано в виде

$$\Gamma=2\pi\rho\, w_\infty \sin\tau. \tag{36}$$

Так как величина подъемной силы согласно закону Кутта-Жуковского [уравнение (72), § 23] равна

$$A=\frac{\gamma}{g}\Gamma\, b\, w_\infty=\frac{\gamma}{g}\,2\pi\rho\, b\, w^2_\infty \sin\tau,$$

то сравнение с уравнением (8) при подстановке в него $F=bL$ приводит к следующей формуле для коэфициента подъемной силы:

$$(\zeta_a)_{th}=4\pi\frac{\rho}{L}\sin\tau, \tag{37}$$

который ввиду пренебрежения вязкостью оказывается несколько большим, чем действительное его значение ζ_a. Как уравнение (36), так и уравнение (37), являются, очевидно, не зависимыми от положения координатной системы по отношению к отображаемому кругу, так как величина циркуляции Г не зависит от системы координат и $\frac{dz}{dZ}$ при $Z=\infty$ даже при конечных смещениях всегда имеет значение, равное $1/2$.

Примеры.

1. Круг K' радиуса $\rho=l$ (т. е. единичный круг) с центром в начале координат O (фиг. 215) отображается отрезком прямой AB, пройденным в обоих направлениях, т. е. как бы контуром щели (плоский крыловой профиль). Точка сбегания струй B при этом является конечной точкой отрезка (задней кромкой плоского крыла). Таким образом имеется плавное сбегание потока с задней кромки, как это и требуется согласно § 23. Со стороны же набегания имеется попрежнему одна напорная точка (точка набегания). [Что же касается ее, то в ней сохраняется, как и в исходном профиле (круг), нулевая скорость. — *Ред.*] Ввиду того что здесь $L=2\rho$, то согласно уравнению (37) имеем

$$(\zeta_a)_{th}=2\pi\sin\tau. \tag{37a}$$

2. Профиль Кутта. Круг K с центром M на оси ординат на расстоянии f от O (фиг. 216) отображается дугой круга AMB со стрелкой $MO=f$. Для

[1] Точнее Чаплыгина-Жуковского. *Прим. ред.*

того чтобы получить плавное сбегание струй с дуги, направление притекания невозмущенного потока должно составлять с диаметром круга MB угол τ, так как при этом точка сбегания B круга дает отображение в самой себе, а именно в конце дуги круга. При направлении притока по MB согласно уравнению (37) подъемная сила отсутствует, так как в этом случае угол $\tau = 0$. Если угол MBA обозначить через τ_0, то угол атаки, в смысле понятий § 94, напишется в виде $\delta = \tau - \tau_0$, и так как τ_0 равно четверти центрального угла φ профиля, то согласно уравнению (37) имеем

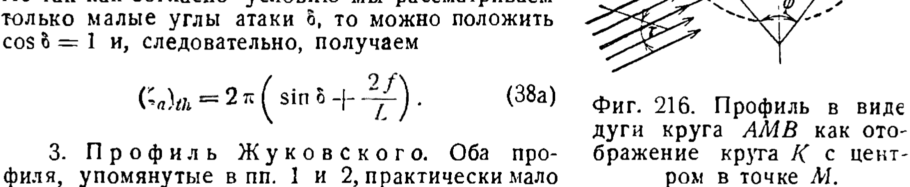
$$(\zeta_a)_{th} = 4\pi \frac{\rho}{L} \sin\left(\delta + \frac{\varphi}{4}\right). \qquad (37b)$$

или же после простых преобразований

$$(\zeta_a)_{th} = 2\pi\left(\sin\delta + \frac{2f}{L}\cos\delta\right). \qquad (38)$$

Но так как согласно условию мы рассматриваем только малые углы атаки δ, то можно положить $\cos\delta = 1$ и, следовательно, получаем

$$(\zeta_a)_{th} = 2\pi\left(\sin\delta + \frac{2f}{L}\right). \qquad (38a)$$



Фиг. 216. Профиль в виде дуги круга AMB как отображение круга K с центром в точке M.

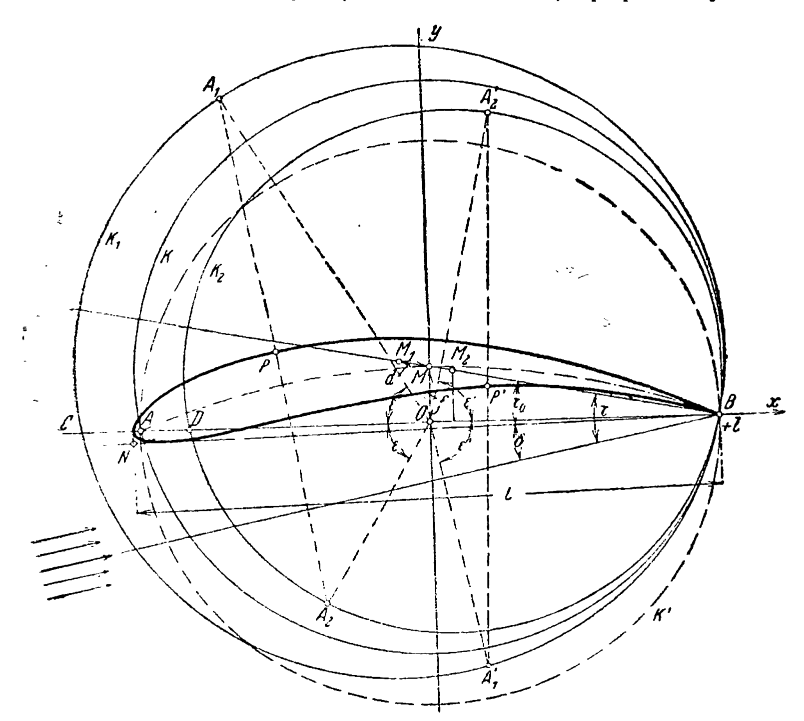
3. Профиль Жуковского. Оба профиля, упомянутые в пп. 1 и 2, практически мало пригодны ввиду того, что они обладают двумя острыми концами, так что у них „начальная" точка A, вообще говоря, вызывает бесконечно большие скорости (см. § 6), что для реальной жидкости обозначает вихреобразование. Правда, в случае профиля Кутта (фиг. 216) угол τ можно подобрать таким, что напорная точка (со стороны притока) совпадет с точкой A, причем ζ_a не будет обращаться в нуль. Однако при этом даже малейшие отклонения потока от избранного направления немедленно будут приводить к возникновению бесконечно больших скоростей. Практически пригодный профиль, обладающий лишь одним заостренным концом, мы получим, если отобразим согласно Жуковскому круг K_1 (фиг. 217), касающийся круга K в точке B. При этом новый (отображенный) контур должен „охватывать" скелет AMB так же, как окружность круга K_1 охватывает окружность круга K, и попутно он должен заостряться к точке B, так как именно в точке B направления окружностей K и K_1 совпадают между собой и так как углы при конформном отображении остаются неизменными. Построение профиля Жуковского будет проведено тогда, когда будет выполнено двойное отображение круга K_1 согласно преобразующей функции уравнения (35). Описываем, как и прежде, из центра O единичный круг K' радиусом l. Отображая затем относительно него окружность круга K_1 (инверсия), получаем опять круг, причем какой-либо точке, например, C, соответствует такая точка D, что $OD = \frac{l^2}{OC}$. Естественно, что отображения точек пересечения с единичным кругом совпадают с самими точками. Если полученный таким образом круг (не показан на фиг. 217) еще раз отобразить относительно оси x, то, как легко видеть из простых геометрических соотношений, мы получим круг K_2 с центром в точке M_2, лежащей на прямой MB, проходящей через D и B. Таким образом проводят следующее построение профиля Жуковского[1]:

Выбираем катеты $BO = l$, $OM = f$ прямоугольного треугольника BOM; из точки M_1, как из центра, проводим окружность K_1 радиусом M_1B, причем точка M_1 лежит на прямой, проходящей через B и M так, что $\overline{MM_1} = d$ (выбор f, d и l производится на основании приведенных ниже соображений); откладываем на продолжении BO отрезок $\overline{OD} = \frac{l^2}{\overline{OC}}$, из середины отрезка DB восстана-

[1] Данное впервые Треффтцем Z. Flugtechn. Motorluftsch., 1913. См. далее Ergebn. aerodyn. Versuchsanst. zu Göttingen, Liefg. III, 1927, стр. 13 и след.

вливаем к нему перпендикуляр до пересечения в точке M_2 с BM. Из M_2, как из центра, радиусом $\overline{M_2B}$ проводим окружность K_2. Далее, строим профиль по точкам помощью окружностей K_1 и K_2 нижеописанным образом.

От оси OB (соответственно и от OD) в точке O откладываем вверх и вниз произвольные, но одинаковые углы ε (соответственно ε' и т. д.). Только что проведенные стороны углов пересекут одна окружность K_1 в точке A_1, другая — окружность K_2 в точке A_2, соединив эти точки и найдя середину отрезка A_1A_2, получим искомую точку P (соответственно P') профиля Жуковского.



Фиг. 217. Профиль Жуковского, полученный отображением круга K_1 с центром в M_1. Дуга круга AMB (полученная как отображение круга K с центром M) есть скелет профиля Жуковского (или центральная дужка).

Соответственно этому (построению) величина l оказывается несколько меньше половины хорды профиля L. Величина d получается всегда немного меньше половины максимальной толщины профиля. Величину же стрелки f центральной дужки (скелета) принимают в соответствии заданной вогнутости профиля. Для выражения $(\zeta_a)_{th}$ может быть оставлена форма уравнения (37). Для него $\rho = d + \frac{L}{2}$, так что для $(\zeta_a)_{th}$ можно написать следующее выражение:

$$(\zeta_a)_{th} \approx 2\pi\left(\frac{2d}{L}+1\right)\sin\tau. \tag{39}$$

В качестве примера приводим значения параметров для профиля *432*[1] (обозначенного на фиг. 205 буквой *J*), относящегося также и к фиг. 217:

$$\frac{f}{l} = 0{,}20, \qquad \frac{d}{l} = 0{,}10, \qquad \frac{l}{L} = 0{,}496, \qquad \frac{\rho}{L} = 0{,}5555.$$

[1] Другие профили Жуковского, которые были экспериментально исследованы в аэродинамической трубе, освещены в материалах, изданных Геттингенской лабораторией (Lief. I, II, III).

Угол атаки δ, упоминавшийся в § 94, относится к касательной BN нижней поверхности профиля, проходящей через точку B. Угол, образованный ею с „нулевым" направлением (т. е. соответствующим подъемной силе, равной нулю. — *Ред.*) для профиля *432* равен $\tau_0 = 12° 30'$.

На основании измерений, проведенных в аэродинамической трубе для этого профиля, можно определить поправочный коэфициент (к значению теоретического коэфициента подъемной силы. — *Ред.*):

$$\varphi = \frac{\zeta_a}{(\zeta_a)_{th}} = 0{,}780,$$

который сохраняет и для других профилей Жуковского значения, близкие этому. Применение опытных формул (12) и (12a) к случаю плоской пластинки дает при сравнении с уравнением (37a) и при подстановке $\sin\tau \approx \tau \approx \frac{\delta^0 \pi}{180}$ следующее значение для коэфициента:

$$\varphi = \frac{0{,}091}{\frac{2\pi^2}{180}} = 0{,}825.$$

Помимо того, что все испытанные в трубе профили Жуковского могут быть совершенно точно вычерчены указанным выше методом, имеется возможность спроектировать любой новый профиль, значение коэфициента ζ_a которого дается уравнением (37) или уравнением (39) с помощью поправочного коэфициента φ. Следовательно, имеется возможность спроектировать пропеллер исключительно с профилями Жуковского. При этом, поскольку значение коэфициента лобового сопротивления принято равным 0,015, расчет вплоть до отыскания ζ_a и $\frac{t}{L}$ остается таковым же, что и приведенный в § 96. Потом, задавшись подходящим значением угла τ, находим по уравнению (37) соответствующее ρ. Величину относительной вогнутости $\frac{f}{l}$, равно как и величину d, характеризующую половину толщины профиля, принимают (с учетом соображений о прочности) плавно уменьшающимися по направлению от втулки к концам лопаток. Как видно, здесь открывается возможность получить значительно большую свободу в проектировании необходимых форм пропеллера, чем то было в предыдущем параграфе.

Острая задняя кромка профиля Жуковского с углом раствора, равным нулю, оказывается при изготовлении крыла неудобной. Поэтому изложенный метод построения профиля был развит и улучшен настолько, что возможно спроектировать профиль с любым (по величине) углом раствора задней кромки[1], мы сочли необходимым на эти методы построения указать ради большей полноты изложения.

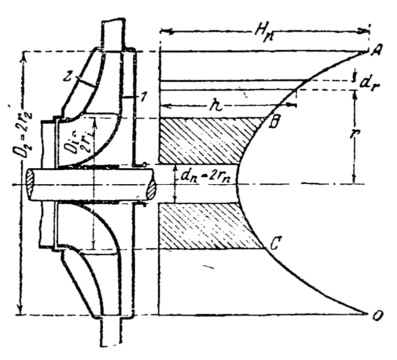
N. УРАВНОВЕШИВАНИЕ СИЛЫ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ

98. РАСЧЕТ СИЛЫ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ

Во всяком турбонасосе на рабочее колесо действует в осевом направлении сила, вызванная тем, что, во-первых, давление на обе поверхности рабочих колес различно, и, во-вторых, тем, что различны также и скорости входа и выхода из рабочего колеса. К обусловленной этим силе в насосах с вертикальным валом добавляется еще и сила тяжести.

[1] W. Müller, Z. angew. Math. Mech., 1924, тетр. 3, стр. 213 и след.; затем особенно H. Holl, Forschg. Ing.-Wes., т. 3 (1932), тетр. 3, стр. 117 и след. (появилась в конце печатания немецкого издания настоящей работы), в ней указан также метод определения распределения давлений по профилю.

У радиальных насосов давление на стенку *2* со стороны всасывания ниже, чем на противоположную стенку *1* (фиг. 218). Чтобы определить вызванную этим силу осевого давления, будем рассматривать (как и в § 72) воду, заключенную в пространстве зазоров, как взаимосвязанное в своих частицах тело, вращающееся со скоростью, равной половине угловой скорости самого колеса. Кроме того, вводим еще одно допустимое (см. § 72) упрощение, заключающееся в том, что дросселирующее влияние зазора у выхода из колеса принимаем незначительным и что поэтому с обеих сторон этого зазора действует давление, равное давлению H_p за колесом.



Фиг. 218. Возникновение силы осевого давления в радиальных насосах.

Вследствие вращения объемов воды давление на обе стороны рабочего колеса распределяется в радиальном направлении, как то указывалось в § 21 по параболе *ABCD*. Предельное значение давления у окружности выхода из колеса будет равно давлению в зазоре H_p. Таким образом вдоль по конаксиальной окружности радиуса r при окружной скорости $u = r\omega$ имеется согласно уравнению (66) § 21 давление в метрах водяного столба

$$h = H_p - \frac{\left(\frac{u_2}{2}\right)^2 - \left(\frac{u}{2}\right)^2}{2g} = H_p - \frac{\omega^2}{8g}(r_2^2 - r^2). \qquad (1)$$

Так как мы принимаем, что явления с обеих сторон рабочего колеса одинаковы [1], то силой осевого давления является сила давления на кольцевую поверхность с диаметрами: зазора у входа в колесо $D_i = 2r_i$ и втулки $d_n = 2r_n$. На фиг. 218 соответствующая область диаграммы давлений заштрихована. Таким образом получаем

$$A_1 = \int_{r_n}^{r_i} 2r\pi\,dr \cdot h\gamma = \int_{r_n}^{r_i} 2r\pi\,dr \cdot \left[H_p - \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r^2\right)\right]\gamma. \qquad (2)$$

После интегрирования получим

$$A_1 = \gamma\pi(r_i^2 - r_n^2)\left[H_p - \left(r_2^2 - \frac{r_i^2 + r_n^2}{2}\right)\frac{\omega^2}{8g}\right]. \qquad (3)$$

В этом уравнении для случая радиального входа воды в рабочее колесо (который принят и для последующего изложения), и поскольку

[1] Это не вполне соответствует случаю с односторонним зазором, так как в зазоре *2* соответственно направление тока (фиг. 162) противоположно направлению его в зазоре *1*, что вызывает в пространстве *1* вследствие вообще весьма малого падения давления во внешнем зазоре повышение давления, а в пространстве *2* — понижение его.

трение в каналах рабочего колеса не учитываем, величина H_p согласно уравнениям (12) и (12a) § 41 равна

$$H_p \approx \frac{1}{2g}(u_2^2 - w_2'^2 + c_0^2) \approx H_{th}\left(1 - \frac{gH_{th}}{2u_2^2}\right). \tag{4}$$

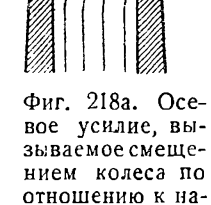
В радиальных насосах имеется еще одна сила осевого давления, A_2, вызываемая тем, что вода отклоняется при входе из осевого направления (при скорости c_s) в радиальное. Сила давления, которая вызывается этим отклонением и величина которой согласно закону в общем очень мала по сравнению с A_1, согласно закону количества движения равна

$$A_2 = \frac{\gamma Q}{g} c_s. \tag{5}$$

Знаки обеих сил осевого давления противоположны, так что их результирующая равна

$$A = A_1 - A_2. \tag{6}$$

Если вал кончается в области давления или разрежения, то следует еще учесть и силу избыточного давления (или разрежения) на торцовую поверхность вала.



Фиг. 218a. Осевое усилие, вызываемое смещением колеса по отношению к направляющему аппарату.

Выведенное уравнение (4) справедливо только для нормального режима работы насоса. Если расход отклоняется (от нормального), то с уменьшением расхода это вызывает, как правило, увеличение осевого давления, и наоборот.

Дополнительное увеличение силы осевого давления наблюдается в тех случаях, когда конструктивное выполнение пространств *1* и *2* различно. При различии в размерах этих пространств имеющиеся в них вторичные токи (фиг. 38), а следовательно, и само вращение частиц жидкости, получаются различными, так что, например, увеличение пространств боковых зазоров и в осевом и в радиальном направлении (см. § 18) всегда вызывает замедление окружной скорости воды и тем самым — повышение ее давления. Таково же влияние ребер, прилитых к стенкам кожуха.

Дальнейшее изменение силы осевого давления может быть вызвано сильным боковым смещением рабочего колеса относительно направляющего аппарата (фиг. 218a), так как в этом случае вода, выходящая из рабочего колеса, будет повышать давление (из-за удара) в одном из зазоров и уменьшать (из-за всасывающего воздействия) его в другом. Это явление может быть сколько-нибудь существенным лишь при больших радиальных скоростях c_{2m} или при значительных сдвигах.

Все эти с трудом учитываемые расчетом вторичные влияния сильно отражаются на точности получаемых результатов. Ввиду этого для обычных колес с сильно загнутыми назад лопатками с большим коэфициентом реакции применяется также и нижеследующее грубо приближенное равенство

$$A_1 = \gamma\pi(r_i^2 - r_n^2)H, \tag{7}$$

в котором давление в зазоре принято равным полному напору, благодаря чему уравнение (7) дает величину осевого усилия со значительным

запасом. [Можно учитывать эти влияния путем соответствующего добавления к значениям A, полученным при помощи уравнения (6,) величин порядка 10—20%. — *Ред.*]

Так, например, для трехступенчатого насоса, рассчитанного в § 45I, величина осевого давления может быть подсчитана по имеющимся значениям: $r_2 = 154$, $r_i = 77$, $r_n = 30$ *мм*, $u_2 = 23{,}3$, $c_0 = 2{,}59$, $c_s = 2{,}5$, $w_2' = w_3 = 9{,}81$ *м/сек*, $H_{th} = 33{,}0$ *м*, $H = 28$ *м*, $\omega = \frac{\pi\, 1\,450}{30} = 152\,\frac{рад.}{сек}$ $\gamma Q = 30$ *кг/сек*.

Тогда согласно уравнению (4) $H_p = 23{,}05$ и согласно уравнению (3)

$$A_1 = 1\,000\pi(0{,}077^2 - 0{,}03^2)\left[23{,}05 - \left(0{,}154^2 - \frac{0{,}077^2 + 0{,}03^2}{2}\right)\frac{152^2}{8g}\right] = 269\ кг.$$

Затем по уравнению (5)

$$A_2 = \frac{30}{9{,}81 \cdot 2{,}5} = 7{,}65 \approx 8\ кг,$$

откуда получим силу осевого давления на одно колесо $A = 269 - 8 = 261$ *кг* и для всего насоса (ротора) получим $3A = 783$ *кг*.

Согласно уравнению (7) получаем $A_1 = 440$ *кг*, т. е. значительно больше, чем по уравнению (3).

Расчет осевых усилий для осевого насоса приведен в § 94d.

99. УРАВНОВЕШИВАНИЕ СИЛЫ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ПУТЕМ СООТВЕТСТВУЮЩЕГО ВЫПОЛНЕНИЯ И РАСПОЛОЖЕНИЯ РАБОЧИХ КОЛЕС

Если бы силу осевого давления, испытываемую ротором насоса, воспринимал подпятник, то при больших развиваемых напорах, даже если бы подпятник выполнялся в виде многогребенчатого упорного подшипника с гладкими упорными кольцами [1], мы должны были бы иметь подпятник несоразмерно большой по сравнению с самим насосом, который был бы весьма чувствительной конструкцией и значительно понижал бы надежность работы насоса. По этой причине в настоящее время силу осевого давления стараются уравновесить помощью противодействующей силы давления воды на ротор, как это принято и в других турбомашинах, например, в паровых турбинах. От применения того или иного уравновешивающего приспособления в значительной мере зависит и длительность и экономичность работы насоса. Способ уравновешивания силы осевого давления является часто наиболее характерным для различных конструкций.

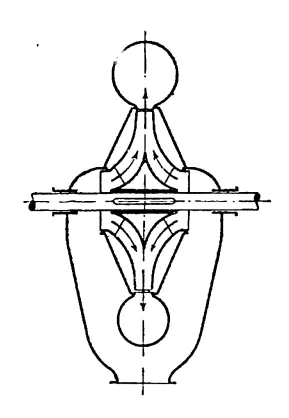
Наиболее простым мероприятием к уравновешиванию является устройство двухстороннего подвода воды (всасывания) к рабочему колесу (фиг. 219), при котором поверхности и давления с обеих сторон

---

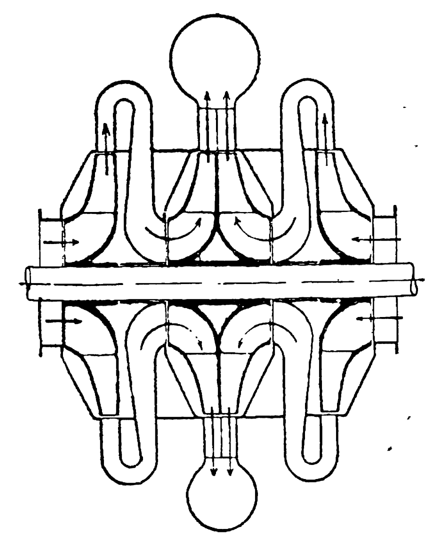
[1] Более удачны соотношения для подпятника Мичелля (однокольцевого подпятника) с колодками, описанного в § 104, который без затруднений может воспринимать значительные силы осевого давления.

одинаковы, если только конструкция насоса выполнена симметричной [1].

В многоступенчатых насосах применение колес с двухсторонним всасыванием приводит к весьма сложной схеме водопроводящих каналов (фиг. 263). Кроме того, одновременная установка колес последовательно по ступеням давления и параллельно (двухсторонний подвод) в одном и том же насосе является мероприятием, противоречащим самому себе, так как первое понижает, а второе повышает число оборотов. Устройство двухстороннего всасывания приводит к увеличению числа ступеней по сравнению с аналогичным насосом с односторонним всасыванием, из-за чего указанной схемой пользуются редко. При схеме сдвоенного насоса, изображенной на



Фиг. 219. Уравновешивание силы осевого давления при двухстороннем всасывании.



Фиг. 219а. Уравновешивание силы осевого давления многоступенчатого насоса путем устройства двухстороннего всасывания.

фиг. 219а, водопроводящие каналы получаются достаточно простыми, однако при этом имеем случай параллельной работы двух рабочих колес с односторонним всасыванием, причем в связи с разделением сдвоенного колеса первой ступени удваивается потеря на трение. Такая схема применяется для больших питающих насосов [2], но имеет, впрочем, значение и для турбовоздуходувок.

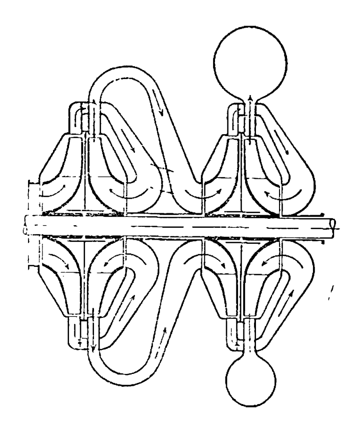
В то же время двухстороннее расположение всасывающих отверстий получило широкое распространение при применении рабочих колес, работающих последовательно и имеющих одностороннее всасывание. На фиг. 220 и 221 изображены различные схемы включений, выполненных фирмами бр. Зульцер и Вейзе и С-ья.

---

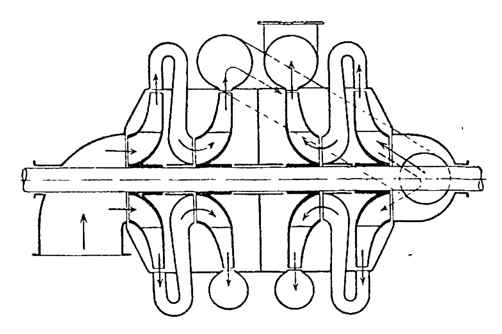
[1] Вследствие неизбежной несимметричности двух половин колеса их характеристики могут не совпадать точно, например, пересекаться. В последнем случае при малых Q_x сила осевого давления направлена в сторону, обратную направлению силы давления при больших Q_x.

[2] См. текст касательно фиг. 265 § 109 и затем Z. VDI, т. 73 (1929), № 4, стр. 129; т. 74 (1930), № 25, стр. 881.

Несмотря на то, что в связи с наличием в каждой ступени только одного уплотняющего кольца и отсутствием особых уравновешивающих приспособлений потери через зазор у этих насосов незначительны, все же эти насосы вытесняются с рынка другими конструкциями. Причиной к этому служит высокая стоимость изготовления, вызванная сложностью схемы водопроводящих каналов, большой осевой длиной насоса, необходимостью применять четное число ступеней и, кроме того, тем обстоятельством, что левые и правые рабочие колеса являются зеркальным отображением одно другого и, следовательно, должны изготовляться по различным моделям, что в свою очередь приводит к увеличению необходимого числа запасных частей.

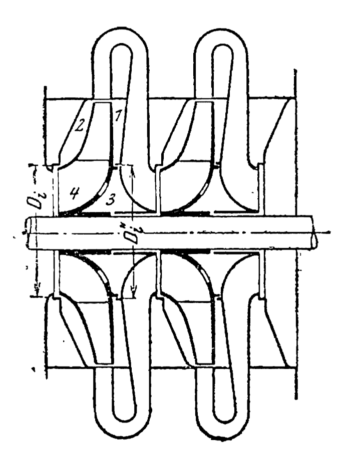


Фиг. 220. Схема уравновешивания силы осевого давления, применяемая фирмой Зульцер.

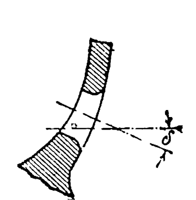


Фиг. 221. Схема уравновешивания фирмы Вейзе-Зоне путем симметричной установки первой и второй половин ротора.

Уравновешивание силы осевого давления может быть осуществлено также и при одностороннем всасывании, в том случае, если заднюю сторону рабочего колеса снабдить вторым уплотнением, а в самом колесе сделать в непосредственной близости от втулки ряд отверстий (фиг. 222). Давление в пространстве 3 будет выше давления в пространстве 4 на величину сопротивлений при протекании через эти отверстия и на величину, соответствующую повышению давления из-за отклонения направления течения в радиальное; величина этого давления будет различной в зависимости от положения указанных отверстий и может даже оказаться равной нулю. Разность давлений уменьшается с увеличением отверстий и с закруглением их кромок на задней



Фиг. 222. Устройство второго уплотнения и разгрузочных отверстий в стенке колеса.

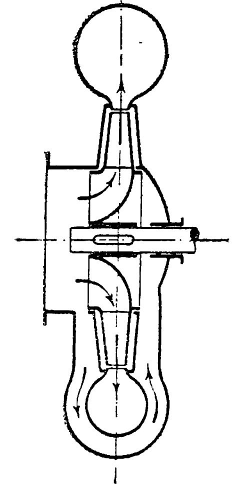


Фиг. 222а. Разгрузочное отверстие.

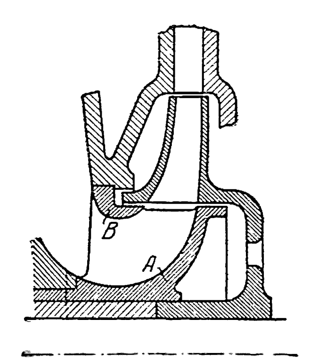
поверхности колеса (фиг. 222а). Указанную разность давлений учитывают тем, что диаметры обоих уплотнений делаются несколько различными, а именно диаметр D_i'' делается несколько больше диаметра D_i'. Если отверстия в заднем диске просверлены под острым углом δ (фиг. 222а) к оси насоса, то вследствие центробежных сил образуется известное подсасывание, которое может устранить избыточное давление в пространстве 3.

Отверстия в стенках рабочего колеса могут быть заменены также обводными каналами, выполненными в теле отливки кожуха насоса (фиг. 223). В многоступенчатых насосах такое устройство очень осложняет конструкцию насоса даже в тех случаях, когда обводные каналы проходят внутри направляющих лопаток [1].

Заслуживает упоминания еще конструкция, изображенная на фиг. 224, где за счет применения направляющей стенки A и соответствующего



Фиг. 223. Замена разгрузочных отверстий обводным каналом.



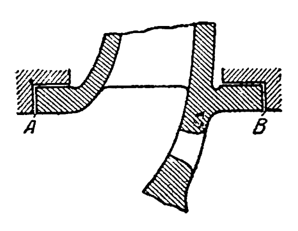
Фиг. 224. Выполнение второго лабиринтного уплотнения с внутренней стороны колеса путем устройства у входа неподвижной направляющей гильзы A.

изгиба стенки рабочего колеса второй зазор находится с его внутренней стороны. До входа на рабочую лопатку вода в этой конструкции не соприкасается с вращающимися частями, и таким образом становится невозможным какое-либо предварительное закручивание потока. В этой конструкции между втулками A и B можно установить направляющие лопатки. Однако наряду с этими достоинствами изготовление насоса значительно удорожается, диаметр входа увеличивается, и кроме того, можно ожидать возмущения воды при входе в рабочее колесо двумя потоками, протекающими через зазоры у окружности входа. В тех случаях, когда применения направляющего аппарата при входе не требуется, от указанной конструкции вообще не приходится ожидать никаких преимуществ.

---

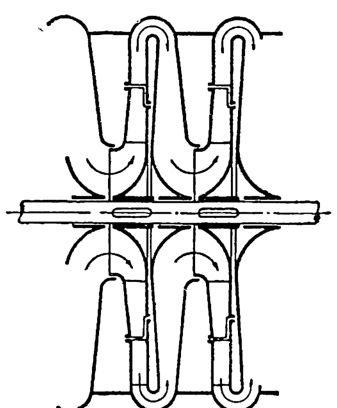
[1] Weil, Z. ges. Turbinenwes., 1920, стр. 289, главным образом фиг. 13 и след. стр. 302.

Все вышеописанные конструкции не могут обеспечить полного уравновешивания сил осевого давления[1], так как уплотнения даже в случае наиболее тщательного их изготовления не могут быть совершенно одинаковыми с самого начала, а последующее различие в их износе вызывает еще большее расхождение в их работе. Так как вследствие этого нельзя даже предварительно установить ни величины, ни направления силы осевого давления, то устройство упорного подшипника оказывается совершенно необходимым. При этом для малых одноступенчатых насосов достаточны просто заплечики на валу или установочные кольца; говоря же вообще, нужны особые, тщательно продуманные и выполненные конструкции упорных подшипников.

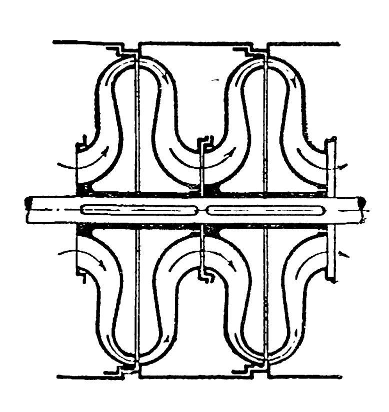


Фиг. 225. Полное уравновешивание за счет двухсторонних радиальных зазоров.

Однако можно сделать ненужным вообще какое-либо особое укрепление вала в осевом направлении путем устройства с обеих сторон рабочего колеса уплотнения с зазорами *A* и *B*, сперва идущими в плоскостях нормально к оси насоса, а затем по цилиндрической поверхности (фиг. 225). В этом случае при сдвиге рабочего колеса, например, влево, сужается радиальный зазор с левой стороны и расширяется с правой, что вызывает возникновение осевого усилия, действующего слева направо, которое снова приводит ротор в первоначальное положение. В отношении многоступенчатых насосов эта конструкция требует большой точности изготовления, так как очевидно, что при ней все рабочие колеса должны одновременно доходить до упора как правыми, так и левыми бортами. Хорошая работа этой конструкции может быть обеспечена только тогда, когда внешние зазоры у обода рабочего колеса выполнены насколько возможно узкими, так как разность давления, необходимая для самоустановления колеса, может быть получена только при одновременном содействии дросселированием во внешнем зазоре.



Фиг. 226. Схема уравновешивания Рато за счет уменьшения с одной стороны колеса диаметра внешнего зазора.



Фиг. 227. Схема уравновешивания системы Кугель-Гельпке за счет осевого направления выхода.

[1] Power, 1931, 12 дек., стр. 826.

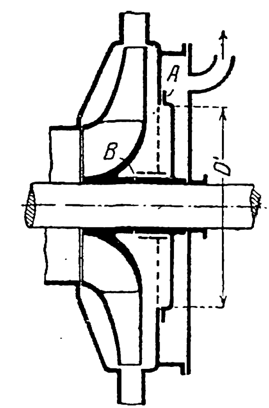
Для полноты упомянем еще некоторые конструкции, которые представляют в данное время только исторический интерес [1]. На фиг. 226 изображена конструкция, предложенная Рато, в которой задняя стенка колеса имеет меньший диаметр, чем передняя. Понятно, что при этом давление в пространстве за задней стенкой колеса (противоположном выходу) понижается. Наконец, на фиг. 227 приведена конструкция, предложенная Кугель-Гельпке (Kugel-Gelpke), в которой сила, возникающая из-за отклонения потока при входе, уравновешивается реактивной силой воды, вытекающей из колеса в осевом направлении (так как скорости в обоих местах одинаковы). Кроме того, внешние и внутренние диаметры боковых пространств выбраны такими, что статические давления также уравновешиваются. Так как направляющие лопатки направлены радиально внутрь, то диаметр кожуха получается небольшим.

Недостатком этих конструкций является то, что трудно привести расчеты по уравновешиванию, ввиду чего не достигнуто достаточно удовлетворительного уравновешивания.

100. УРАВНОВЕШИВАНИЕ СИЛЫ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ОДНОГО ОБЩЕГО ДЛЯ ВСЕХ СТУПЕНЕЙ ПРИСПОСОБЛЕНИЯ

Все вышеописанные способы (за исключением фиг. 225) уравновешивания силы осевого давления требуют установки отдельного упорного подшипника, на который действует плохо поддающаяся расчету сила и от которого в значительной мере зависит надежность работы насоса.

В настоящее время при изготовлении многоступенчатых насосов почти всегда применяют особые уравновешивающие приспособления, представляющие собой вращающийся вместе с валом и работающий под полным давлением насоса разгрузочный диск. Однако при этом устройство, типичное в турбо- и турбокомпрессоростроении и состоящее из уравновешивающего поршня с лабиринтным уплотнением в совокупности с упорным подшипником, не находит себе применения в насосостроении из-за значительного поверхностного трения.



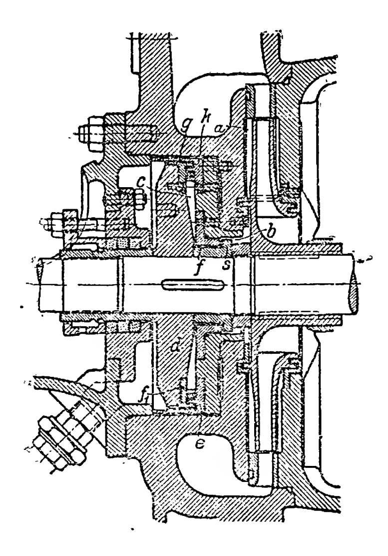
Фиг. 228. Применение специального уравновешивающего диска в конце насоса.

Наиболее простой являлась бы такая конструкция, когда уравновешивающий поршень (диск) *A* был бы помещен непосредственно за последним рабочим колесом насоса со стороны нагнетания (фиг. 228) и образовывал бы по своим краям радиальный зазор (с осевой игрой). При этом вода под давлением, имеющимся за последним рабочим колесом, должна воздействовать на диск с нужной для уравновешивания силой, которая может быть получена при соответствующем размере диаметра диска и при том условии, что в пространстве с другой сто-

[1] Mueller, Z. VDI, 1905, стр. 1181 и след.

роны диска давление достаточно низкое, например, равное атмосферному.

Если при этом выполнить диаметр диска несколько большим, чем это требуется для уравновешивания силы осевого давления (как то следовало бы делать из соображений о большей надежности работы), то возникнет избыточная сила, которая отодвинет диск от „уплотняющей“ поверхности. При этом расход воды через зазор будет резко увеличиваться и, следовательно, давление на диск уменьшаться, до тех пор пока система снова не придет в равновесие; так как, однако, такое падение давления на диск возможно лишь при том условии, что сравнительно широкий зазор за последним колесом или водоотводящий трубопровод будут оказывать дросселирующее воздействие или даже при том условии, что напор, развиваемый насосом, упадет вследствие увеличившегося отбора воды, то все эти случаи имели бы следствием весьма значительные потери воды, которые делали бы работу установки совершенно неэкономичной; кроме того, значительные сдвиги вала насоса в осевом направлении также понизили бы величину к. п. д. насоса. Совершенно очевидно, что работа значительно улучшится, если поток воды будет дросселироваться д о или п о с л е уравновешивающего диска или и до и п о с л е него, и именно потери воды, так же как и величина смещения (игра) вала в осевом направлении, станут тем меньше, чем более сильным будет это дополнительное дросселирование.



Фиг. 229. Уравновешивающее приспособление Вейзе.

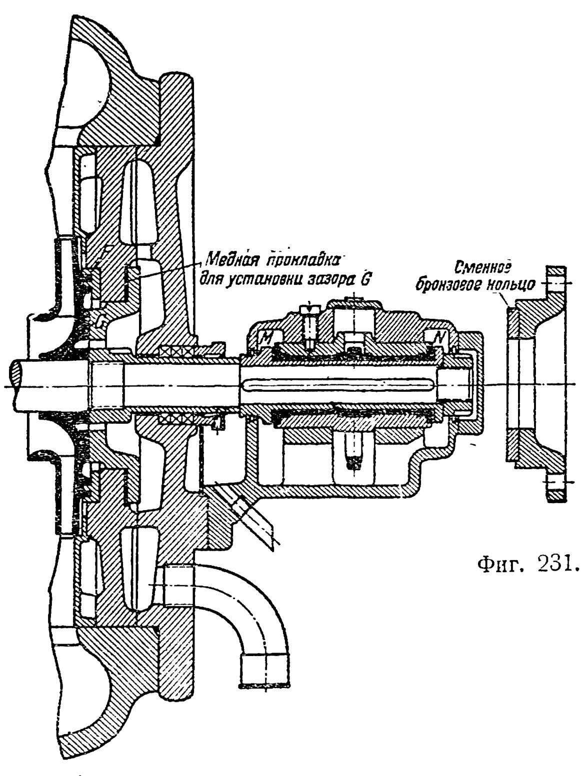
Так, например, в случае, изображенном на фиг. 228, такое дросселирующее устройство перед уравновешивающим диском, изображенное пунктиром, выполнено в виде длинного и узкого цилиндрического зазора *B* вдоль втулки диска (см. также и фиг. 232).

На фиг. 229 представлена конструкция завода Вейзе-Зоне (Weise Söhne), имеющая основной и добавочные зазоры — „постоянные“, т. е. цилиндрические дросселирующие участки (*g*, *f*), и зазоры „изменяющиеся“ (в смысле площади сечения. — *Ред.*), т. е. радиальные (*k*, *s*). Увеличение числа дросселирующих участков на два „постоянных“ зазора уменьшает потери через зазоры и д о п у с к а е т п р и м е н е н и е з а з о р о в б о л ь ш е й ш и р и н ы. Однако это увеличивает осевую игру (Einstellweg).

Последний недостаток, впрочем, устраняется или, по крайней мере, уменьшается одновременной двухсторонней изменяемостью зазоров, так как изменение обоих действует в одном и том же направлении.

В уравновешивающем приспособлении фирмы Эшер-Висс (Escher-Wyss & Cie) (фиг. 230 и 231) специального уравновешивающего диска ет, что стало возможным благодаря тому, что оба зазора расположены

на задней стороне последнего колеса. Внешний зазор образован кольцом F с кольцевыми выточками, и таким образом сечение этого зазора неизменно, в то время как внутренний зазор G изменяется вместе с положением рабочего колеса таким образом, что в пространстве между обоими зазорами создается давление, необходимое для возвращения ротора в равновесное положение. Если внешний зазор кольца F достаточно мал (хотя всегда возможно его последующее увеличение в связи с износом), то потери воды могут быть малы, а путь перемещения при установлении равновесия — короток. Приведенная конструкция выгодно отличается малой длиной в осевом направлении. Если ожидается сильное изнашивание, то как на колесе, так и на кольце G ставят сменные бронзовые кольца (фиг. 231). Конструкция завода Маффей-Шварцкопф (Maffei - Schwartzkopfwerke, GmbH ныне Ehrhardt & Sehmer), изображенная на фиг. 268, заслуживает внимания постольку, поскольку в этой конструкции дополнительный кольцевой зазор B имеет большой диаметр и вдобавок к нему имеется еще радиальный зазор C.



Фиг. 231.

Фиг. 230 и 231. Уравновешивающее устройство Эшер-Висс.

Если этот зазор C, как это обычно и бывает, сравнительно широк, то на барабан, образованный зазором B, действует почти полное давление последнего колеса. Таким образом давление, действующее на кольцевую поверхность уравновешивающего диска, может быть соответственно меньше, так что потеря воды через зазор также соответственно уменьшится или же можно будет основной зазор A выполнить несколько более широким. Третий зазор C, который, впрочем, может и отсутствовать, понятно, непостоянен, и в случае значительного износа в дополнительном зазоре B или в случае появления случайных сил сдвига, направленных вправо, будет ограничивать перемещение вправо (при этом зазор C в известной мере заменяет основной зазор A). Бронзовая втулка, находящаяся за основным зазором, предохраняет кожух от разъедания водой, протекающей через зазор.

Конструкция Эсслингенского машиностроительного завода (Esslingen Maschinenfabrik), изображенная на фиг. 271, имеет кроме основного

зазора A еще добавочное дросселирующее устройство в виде цилиндрических зазоров B и B_1, а также переменного зазора C, который увеличивает регулирующее действие основного зазора. Эти дополнительные зазоры B, B_1 и C должны быть в данной конструкции очень протяженными, так как основной зазор A не может быть выполнен узким (см. конец § 101).

Описанные выше конструкции являются лишь только незначительной частью большого числа разных конструкций, которые не могут быть описаны здесь полностью, но которые основаны на одном и том же принципе, а именно на применении уравновешивающего диска в совокупности с одним или несколькими дополнительными дросселирующими зазорами. При всех таких разгрузочных приспособлениях не требуется упорного подшипника (пяты).

Особое преимущество уравновешивающих приспособлений такого типа состоит в том, что сальники насоса на стороне нагнетания работают уже при меньшей разности давлений.

При износе диска (или противолежащей ему стороны корпуса) ротор сместится в сторону всасывания на величину этого износа. Это смещение допустимо с точки зрения эксплоатационной надежности лишь до тех пор, пока колеса не задевают за кожух или пока канал рабочего колеса (ни в какой своей части) не выходит за пределы направляющего аппарата. За смещением ротора удобно следить по отметке, сделанной на валу у подшипника. Если смещение превосходит 1—1,5 *мм*, следует восстановить правильное положение ротора (путем, например, подкладывания соответственных шайб).

В эксплоатации этот род разгрузочных приспособлений вполне отвечает поставленным требованиям. Осевые смещения, наступающие при регулировочном движении ротора, большей частью чрезвычайно малы.

Однако приспособления этого рода нельзя применять при подаче сильно загрязненных жидкостей (с илом, песком и т. п.), так как при этом быстро наступающий износ поверхностей зазора сильно ухудшает работу приспособления. Равным образом эти приспособления оказываются негодными в тех случаях, когда напор насоса может снижаться до нуля (как это имеет место, например, в пожарных насосах), так как при этом осевое давление многоступенчатого насоса не исчезает, а иногда еще и меняет свое направление. В передвижных насосах условия уравновешивания значительно затруднены подобно тому, как в насосах с вертикальным валом, так как при некоторых обстоятельствах насосам приходится работать с заметно наклоненной осью. Во всех подобных случаях приходится применять ранее освещенные конструкции, имеющие особые упорные подшипники.

Уравновешивающие устройства должны быть расположены так, чтобы они были доступны осмотру. Это достигается расположением их на конце вала, противоположном мотору. Из этого следует, что соединение с мотором лучше всего производить со стороны всасывания. Это дает еще то преимущество, что разборку насоса можно производить, не разбирая всасывающего трубопровода, отличающегося особой чувствительностью к неплотностям.

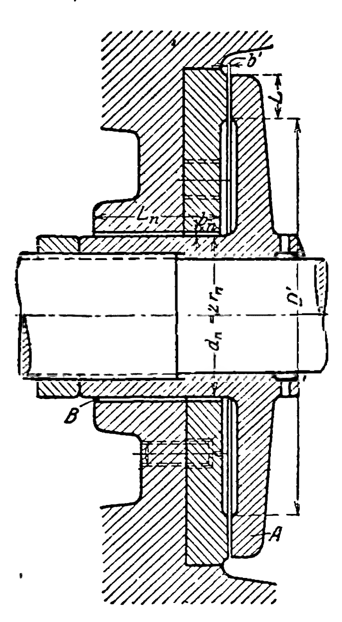
В настоящее время применяются новые однокольцевые упорные подшипники с колодками (подшипники Мичелля), которые

выдерживают чрезвычайно высокие удельные давления и удовлетворяют всем требованиям эксплоатации. Так как эти упорные подшипники, действие которых основано на гидравлических законах, очень слабо изнашиваются, не сопровождаются потерей воды и требуют весьма малой затраты мощности на трение, то можно ожидать, что область их применения распространится также и на центробежные насосы и что они в значительной мере вытеснят, по крайней мере, в больших насосах, обычные уравновешивающие приспособления.

101. РАСЧЕТ УРАВНОВЕШИВАЮЩИХ (РАЗГРУЗОЧНЫХ) ПРИСПОСОБЛЕНИЙ

Рассмотренные в предыдущем разделе уравновешивающие приспособления действуют удовлетворительно только в том случае, если диаметр диска (поршня) сделан несколько бо́льшим, чем то необходимо для восприятия при полном напоре силы осевого давления i ступеней величиной iA. Вследствие преувеличения диаметра величина выходного зазора увеличивается, но при этом давление воды на диск уменьшается в отношении, обратном соотношению поверхностей диска. Для того чтобы получить лишь общее представление о величине потерь воды Q_u при различных диаметрах диска, рассмотрим уравновешивающее приспособление фиг. 232, причем примем, что сечение втулки диаметра d_n настолько мало по сравнению с поверхностью диска диаметра D', что им можно при расчете пренебречь. В этом случае, приняв избыточное давление h равномерно распределенным по поверхности диска, найдем

$$iA = \gamma h \cdot \pi \frac{D'^2}{4}. \tag{8}$$



Фиг. 232. Уравновешивание помощью диска и кольцевого зазора перед ним.

Потери через зазор, при ширине его b', а следовательно, при сечении $F' = \pi D' b'$ и при коэфициенте расхода μ', соответствующем истечению через зазор, равны

$$Q_u = \mu' F' \sqrt{2gh} = \mu' \pi D' b' \sqrt{2gh}.$$

Исключая h из этих уравнений, получим

$$iA = \frac{\gamma}{8g\pi\mu'^2}\left(\frac{Q_u}{b'}\right)^2, \tag{9}$$

или

$$Q_u = \sqrt{\frac{8g\pi iA}{\gamma}}\,\mu' b'. \tag{10}$$

В это уравнение D' не входит, откуда заключаем, что *величина диаметра и давления h не влияют на потери воды. Эти потери при заданном iA пропорциональны ширине зазора b' и коэфициенту расхода μ'*. Поэтому, если

пренебречь работой трения воды о диск, то в отношении потерь величина диаметра диска D' становится совершенно безразличной. В гораздо большей мере для уменьшения потерь воды следует стремиться делать зазор как можно более узким, что делается автоматически, при наличии сильного дросселирования в постоянном зазоре B. Однако в действительности наименьшая возможная ширина зазора b' должна быть тем больше, чем больше диаметр диска, так как с увеличением диаметра диска увеличивается опасность задевания диском кожуха при том же прогибе вала и тех же неточностях в обработке и сборке насоса. Конечная величина диаметра втулки d_n также вызывает то, что с увеличением диаметра диска D' происходит, правда, незначительное, увеличение потерь. Поэтому целесообразно диаметр диска не делать слишком большим, однако все же более существенным является сделанный нами вывод о том, что в основном на потери влияют только размеры дополнительного зазора B, особенно его ширина b'.

Для того чтобы утечка воды была по возможности мала, величину зазора b' следует выбрать столь малой, сколь то допускается соображениями о надежной работе насоса. Поэтому при расчете уравновешивающих приспособлений надо задаться величинами D', L' и b' и определить расчетом соответственные размеры дросселирующего участка B, причем воспринимаемое осевое усилие $P = iA$ известно по уравнениям § 98. Силу P не следует принимать в расчетах слишком большой, так как уменьшение осевого усилия при работе насоса вызовет увеличение b', т. е. приведет к уширению зазора и тем самым к излишне большим потерям воды.

Ниже приводим ход расчета для конструкции, изображенной на фиг. 232.

Если давление непосредственно за последним колесом диаметра $2r_2$ превышает давление за диском на H', то согласно уравнению (1) давление у входа в зазор B при $r_n = \frac{d_n}{2}$ равно

$$h_1 = H' - \frac{\omega^2}{8g}(r^2_2 - r_n{}^2). \tag{11}$$

Отсюда соответственно уравнению (6) § 72 давление у выхода из постоянного зазора B равно

$$h = \frac{h_1}{1 + \left(\frac{\mu' F'}{\mu_n F_n}\right)^2} = \frac{h_1}{1 + \left(\frac{\mu' b' D'}{\mu_n b_n d_n}\right)^2}, \tag{12}$$

где μ_n обозначает коэфициент расхода, а $F_n = \pi d_n b_n$ — сечение зазора.

При подсчете h_1 по уравнению (11) можно при большом числе ступеней в насосе принять H' равным напору H насоса, уменьшенному на величину манометрической высоты всасывания H_s, так как вода из зазора большей частью непосредственно вытекает наружу. Если же число ступеней равно двум или трем, то лучше пользоваться точным значением:

$$H' = (i - 1)\Delta H + H_p - H_s. \tag{12a}$$

где H_p определяется по уравнению (4).

Значения коэфициента расхода μ' и μ_n для зазоров без лабиринтных пазов могут быть подсчитаны по уравнению (7) § 72, для зазоров с лабиринтными пазами — по уравнению (10) § 72. В частном случае (фиг. 232) для гладких зазоров получаем, приняв среднее значение $\lambda = 0{,}04$,

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{0{,}02\frac{L'}{b'} + 1{,}5}}, \tag{13}$$

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{0{,}02\frac{L_n}{b_n} + 1{,}5}}. \tag{13a}$$

Так как можно принять, что влияние вращения воды с обеих сторон диска взаимно уничтожается, то на всю поверхность диска действует избыточное давление γh и таким образом[1] h задается уравнением:

$$P = \frac{\pi}{4}(D'^2 - d_n^2)\gamma h. \tag{14}$$

Таким образом величина разности давления h с обеих сторон диска зависит только от величины осевого усилия, а не от величины зазоров.

Из уравнения (12) следует, что

$$\mu_n b_n = \frac{\mu' b' D'}{d_n\sqrt{\frac{h_1}{h} - 1}}. \tag{15}$$

Используя уравнение (13a), получаем для гладкого зазора

$$\mu_n b_n = \frac{b_n}{\sqrt{0{,}02\frac{L_n}{b_n} + 1{,}5}}, \tag{16}$$

и таким образом после, определив $\mu_n b_n$ по уравнению (15) и задавшись L_n, находим ширину зазора b_n.

---

[1] Уравнения (14) и (8) основаны на предположении, что в зазоре на всю его поверхность протяжением L' действует давление, равное давлению у выхода. Из-за вращения воды и увеличения сечения зазора давление должно увеличиваться к периферии, из-за трения оно должно уменьшаться. Увеличение давления, вызванное увеличением сечения, будет (при скорости входа, равной c) равно

$$h_d = \frac{c^2}{2g}\left[1 - \left(\frac{D'}{D' + 2L'}\right)^2\right],$$

которое выражается по сравнению с выходом из зазора (т. е. пространством за диском) разрежением при входе в зазор. Это разрежение возникает внезапно в начале зазора, на протяжении L' постепенно падает до нуля (явление Clement-Thenard, см. также германский патент 483260). Это разрежение уменьшается за счет трения

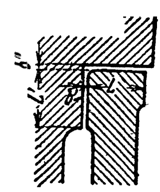
$$h_r = \lambda\frac{L'}{4F}U\frac{c^2}{2g} = \lambda\frac{L'}{2b'}\frac{c^2}{2g} = 0{,}02\frac{L'}{b'}\frac{c^2}{2g}.$$

Чем меньше b' и чем шероховатее поверхность в зазоре, тем сильнее влияние члена, учитывающего трение. При имеющихся в данном случае малых размерах зазора (см. ниже примерный расчет), вероятно, что в общем влияние трения преобладает.

Например, для насоса, рассчитанного в § 45,I согласно концу § 98, $P = 3A = 783$ *кг*, и далее $H' \approx 76$ *м*, отсюда по уравнению (11) $h_1 = 69{,}2$ *м* и по уравнению (14) $h = 27{,}45$ *м*. Выбрав $b' = 0{,}10$ *мм*, $L' = 20$ *мм*, получаем по уравнению (13) $\mu' = 0{,}427$.

Задавшись $D' = 200$ *мм* $= 0{,}20$ *м*, получаем из уравнения (15) $\mu_n b_n = 0{,}115$ *мм*, откуда путем подбора при $L_n = 80$ *мм* найдем $b_n = 0{,}30$ *мм*. Утечка воды при этом составит $Q_u = \mu' \pi D' b' \sqrt{2gh} = 0{,}620 \cdot 10^{-3}$ *м³/сек* $= 0{,}620$ *л/сек*, что составляет потерю $2{,}06\%$ воды, считаемую допустимой.

Расчет показывает, что для конструкции, изображенной на фиг. 232, необходима (с тем, чтобы потери воды не были слишком велики) очень малая ширина зазора b' диска. Напротив, ширина b_n дополнительного зазора должна быть, очевидно, сравнительно большой. Поэтому не имеет смысла увеличивать сопротивление дополнительного зазора путем увеличения его протяжения, применения лабиринтных пазов и т. п. Дросселирующее же действие внешнего зазора, напротив, рекомендуется по возможности усиливать приключением к нему цилиндрического зазора, как то, например, имеет место в конструкциях, изображенных на фиг. 229 и 267. Если к радиальному зазору в этом случае примыкает цилиндрический с длиной L'' и шириной b'' (фиг. 233), то, совершенно не меняя вышеуказанного хода расчета, следует лишь воспользоваться вместо уравнения (13) нижеследующим уравнением:



Фиг. 233. Цилиндрический зазор в дополнение к радиальному.

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{1{,}5 + 0{,}02\,\frac{L'}{b'} + 0{,}02\,\frac{L''}{b''}\left(\frac{b'}{b''}\right)^2}}. \tag{17}$$

Аналитическое исследование других конструкций остается в основном таким же и также приводит к подобным результатам.

101a. УРАВНОВЕШИВАНИЕ СИЛЫ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ У НАСОСОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ВАЛОМ

В этом случае сила осевого давления увеличивается на величину веса ротора. Поскольку вращающиеся части находятся в воде, необходимо учесть соответственное уменьшение их веса. Далее следует отметить, что при остановке насоса уравновешивающая сила, созданная вышеописанным разгрузочным приспособлением, перестает действовать еще до полной остановки насоса, и тем самым вес ротора приводит к его опусканию. Если для насоса с вертикальным валом принято простое устройство, т. е. вода протекает через насос снизу вверх, то подобные уравновешивающие приспособления неприменимы, так как при опускании диск коснулся бы кожуха. Добавление еще упорного подшипника, который воспринимал бы только усилия, направленные вниз, оказывается в связи с неизбежным изнашиванием подшипника чрезвычайно затруднительным из-за малости зазора уравновешивающего диска и из-за трудности в установке. Правда, исключение составляют конструкции, приведенные на фиг. 229 и 230, у которых зазор уравновешивающего приспособле-

ния имеет цилиндрическую форму, так как в них нет опасности заедания также и дополнительного зазора. Так как, однако, и при этом упорный подшипник необходим, то в насосах с вертикальным валом применяется преимущественно частичное уравновешивание, описанное в § 99.

При этом можно также уравновесить и веса, например, выполнив зазоры уплотнений с обеих сторон колеса различных размеров или применив неодинаковое число рабочих колес с противоположно направленным всасыванием и т. д.

Применение специального уравновешивающего приспособления возможно для всех насосов, если вода протекает через насос в направлении, обратном вышеупомянутому, т. е. если всасывающий патрубок — наверху, а напорный — внизу. Диск в этом случае находится внизу и увеличивает зазор при опускании, так что ничто не препятствует в этом случае установке отдельного упорного подшипника. Такое расположение насоса имеет еще то преимущество, что сила давления на диск вследствие собственного веса ротора уменьшается и таким образом все размеры уравновешивающего устройства, так же как и потеря воды через зазор, уменьшаются. *Вследствие уменьшения силы осевого давления собственным весом ротора такое „перевернутое“ расположение насоса рекомендуется также и при применении методов уравновешивания, описанных в § 99, хотя при них и нет надобности (в смысле уничтожения возможности заедания) в таком расположении насоса.*

Чтобы улучшить возможность осмотра и ремонта уравновешивающих приспособлений, можно их отделить от насоса и расположить в любом месте вала, причем вода под давлением подводится от насоса специальным трубопроводом. В этом случае, если подаваемая насосом вода грязна и может привести к быстрому износу поверхностей (стенок) зазоров, можно отбирать воду под давлением от какой-либо другой установки.

О. КОНСТРУКЦИИ ОТДЕЛЬНЫХ ДЕТАЛЕЙ

102. РАБОЧЕЕ КОЛЕСО И ВАЛ

Как правило, лопатки отливаются заодно с обеими стенками колеса Только при малых производительностях, т. е. при узких каналах, затрудняющих выполнение отливки и последующую их обработку (сглаживание), одна из стенок прикрепляется к открытому, и следовательно, хорошо доступному для обработки, венцу с лопатками, причем заклепки пропускаются сквозь лопатки. Такая конструкция из-за малой площади сечений заклепок считается мало надежной в эксплоатационном отношении.

Каналы между лопатками колеса иногда осуществляются *открытыми*, т. е. в колесе отсутствует передняя стенка. В этом случае между лопатками и соответственно обработанной стенкой кожуха должен быть малый зазор (фиг. 251). Эта конструкция, применяемая, главным образом, в быстроходных насосах, имеет следующие преимущества:

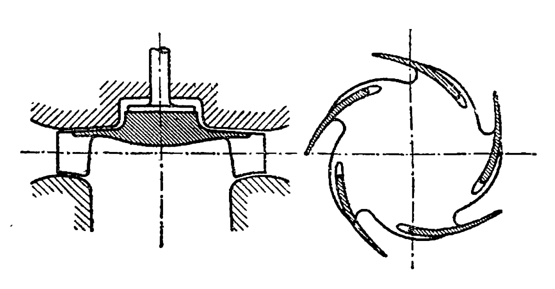
1) отсутствие трения с открытой стороны колеса;

2) уменьшение трения в каналах, поскольку среднее значение квадрата относительной скорости больше, чем среднее значение абсолютной скорости; к этому надо добавить, что неподвижная стенка бывает гладко обработанной и что остальные стенки канала также легко доступны для обработки;

3) отрыв потока от стенок лопаток (фиг. 76) затрудняется, так как пограничный слой с открытой стороны как бы срезается лопатками.

Все указанные преимущества для быстроходных колес весьма существенны.

Вместо потерь через зазор здесь появляется под действием давления лопатки (разности давлений с обеих сторон лопатки — *Ред.*) соответствующая потеря воды, которая, однако, значительна лишь при узком колесе и которая требует того, чтобы зазор между кожухом и лопатками был возможно малым. Кроме того, имеется опасность образования кавитации в зазоре (см. конец § 78).



Фиг. 233а. Радиальное колесо без боковых стенок (насосная станция для осушения Зюдерзее).

В радиальных колесах при одностороннем всасывании отсутствие только одной стенки у колеса создает повышенное осевое давление[1]. Если, однако, соответственно укоротить и другую стенку (фиг. 233а), то величину осевого давления можно сделать достаточно малой.

При широких колесах устранение одной или обеих стенок у колеса выгодно, при узких колесах оно целесообразно только в случае перемещения загрязненных жидкостей (бумажной массы и т. п.), так как это облегчает прочистку колеса.

В качестве материала для изготовления колес употребляется вязкая бронза, так как она по сравнению с чугуном имеет значительное преимущество в виде лучшей сопротивляемости коррозии и более легкой обрабатываемости. Только в так называемых насосах низкого давления применяют чугун. Выбор материала при наличии кавитации указан в конце § 76.

В случае если вал защищен от ржавления, внутри кожуха, и особенно при проходе через сальники и промежуточные уплотнения при помощи бронзовых втулок, то он может быть изготовлен из простой углеродистой стали. В других случаях дорогостоящих машин применяются специальные стали.

Нарезка на валу должна иметь направление, обеспечивающее невозможность отвертывания гаек в связи с трением о какие-либо поверхности или воду.

---

[1] Theunissen, De l'influence du nombre d'aubes etc., Congrès intern. de Mécanique Générale, Liège 1930, т. 2, стр. 203 и след. Paris: Dunod 1931.

Рабочие колеса подвергаются воздействию центробежных сил. Исходя из величины напряжения, которое возникает в кольце, вращающемся с окружной скоростью u,

$$\sigma_u = \frac{\gamma}{g} u^2, \qquad (1)$$

получим для бронзы при допускаемом напряжении на разрыв

$$\sigma_u = 600 \text{ кг/см}^2, \quad \gamma = 0{,}0088 \text{ кг/см}^3*$$

максимальную допустимую окружную скорость

$$u = \sqrt{\frac{g}{\gamma}\sigma_u} = \sqrt{\frac{981}{0{,}0088} 600} = 8\,200 \text{ см/сек} = 82 \text{ м/сек}. \qquad (2)$$

По уравнению (44) § 44 при такой скорости можно развить на одном колесе напор, равный 340 *м*.

В действительности, напряжения в стенке колеса меньше, чем в свободном кольце, вращающемся с одинаковой окружной скоростью, ибо данный случай нагрузки почти соответствует сплошному диску, сопротивляемость которого увеличивается (по сравнению с кольцом) благодаря радиальным напряжениям, противодействующим центробежным силам. Правда, эти радиальные напряжения требуют опять особого расчета, так как при постоянной толщине стенки они сильно возрастают по мере приближения к оси.

Поэтому вполне целесообразно у колес, работающих при высоких окружных скоростях, делать боковые стенки тонкими у периферии, постепенно утолщая их по направлению втулки, подобно тому как в диске равного сопротивления.

Однако в центробежных насосах почти не встречается окружных скоростей такого порядка, при котором необходимо было бы учитывать все вышеописанные явления.

В случае надобности в таком расчете можно использовать методы расчета, применяемые в расчетах турбовоздуходувок [1].

Колеса обычно закрепляются на валу при помощи шпонок с канавками и устанавливаются на валу при помощи общей гайки. При закреплении колес необходимо обеспечить точно перпендикулярное положение плоскости колеса по отношению к оси вала. Перекосы вредно влияют на спокойный ход машины. Кроме того, такие колеса, оказывая вытесняющее действие на воду, находящуюся по обеим сторонам колеса, значительно увеличивают потребление мощности.

Так как диаметр втулок должен быть по возможности малым (с тем, чтобы диаметр входного отверстия был наименьшим возможным), то шпонки и канавки для них должны быть плоскими (в соответствии с DIN 270). Из этих же соображений зачастую ставят две диаметрально

---

* Строго говоря, надо было бы учесть уменьшение нагрузки, вызываемое вращением окружающей жидкости, путем соответственного уменьшения величины γ, а именно, если средняя угловая скорость жидкости в α раз меньше угловой скорости колеса, то надо уменьшать на величину $\frac{1}{\alpha^2}\gamma_w$, где γ_w — удельный вес подаваемой жидкости (см. § 103 с.).

[1] См. Eck-Kearton, Turbogeblase und Kompressoren, Berlin, Julius Springer, 1929 (имеется русский перевод).

противоположные друг другу шпонки; заметим, что таким расположением шпонок предотвращается изгибание вала при фрезеровке канавок. Также следует отметить конструкцию, изображенную в верхней части фиг. 94 и 109, в которой шпонка отлита заодно с колесом во избежание ослабления втулки колеса и промежуточных втулок шпоночной канавкой, что дает возможность соответственно уменьшить диаметр втулок.

Ротор насоса при высоких числах оборотов[1] подлежит обязательной балансировке, т. е. центр тяжести вращающихся масс должен быть приведен путем добавления или удаления в соответствующих местах материала к совпадению с осью вращения. Так, например, односторонне расположенная масса весом 0,05 *кг* при радиусе, равном 100 *мм*, и при 3 000 об/мин вызвала бы центробежную силу, изгибающую вал, равную

$$\frac{0{,}05}{9{,}81} \cdot 0{,}1\left(\pi \frac{3\,000}{30}\right)^2 = 50 \text{ кг}.$$

Вредное влияние таких сил заключается, главным образом, в том, что они вызывают беспокойный ход машины.

Тщательная балансировка необходима еще и потому, что иначе невозможно из-за дрожания вала выполнить зазоры у рабочих колес, промежуточных уплотнений и уравновешивающих приспособлений настолько малыми, как то необходимо для достижения малых потерь через зазоры (см. § 72).

103. РАСЧЕТ ВАЛА С УЧЕТОМ КРИТИЧЕСКОГО ЧИСЛА ОБОРОТОВ

Расчет вала должен в первую очередь удовлетворять требованию достаточной прочности и гарантировать отсутствие недопустимых деформаций. Оба расчета ничем не отличаются от подобных же исследований для других валов. Внешней силой, действующей на него наряду с вращающим моментом и собственным весом (уменьшенным на величину поддерживающей — архимедовой — силы), является еще и осевая сила, которая, однако, в большинстве случаев может не приниматься в расчет.

При выборе допускаемых напряжений необходимо иметь в виду обстоятельство, упомянутое в конце § 76, а именно так называемое явление коррозийной усталости, заключающееся в том, что вследствие омывания вала водой происходит уменьшение сопротивления при длительной нагрузке. По опытам Хоттенротта[2] (Hottenrott) предел пропорциональности при длительной нагрузке ($2 \cdot 10^6$ перемен нагрузки)[3] уменьшается при омывании водопроводной водой при отсутствии воздуха

---

[1] Stodola, Die Dampf- und Gasturbinen, изд. 5 или 6, Lehr, Z. Masch.-Bau, 1922, тетр. 10, 1930, тетр. 21; Hort, Z. Masch.-Bau, суть дела: 1922/23, тетр. 25/26; Ежемес. Круппа, Febr. 1925; v. Brauchitsch, Z. angew. Math. Mech., т. 3 (1923), тетр. 2.

[2] См. вышедшую из печати диссертацию последнего (Wöhler-Institut, Techn. Hochsch. Braunschweig).

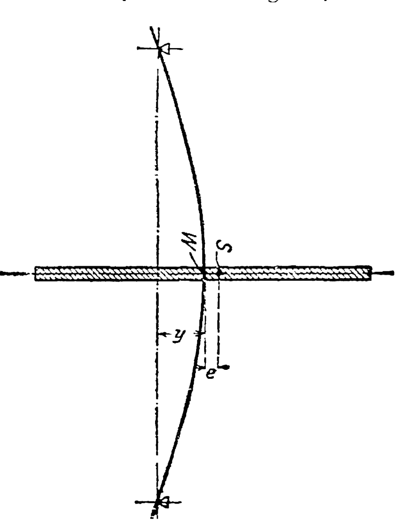
[3] В случаях, когда поверхность стержня опрессовывалась (gedrückt wurde), достигались значительные улучшения, которые в случае омывания водой были больше, чем при омывании воздухом.

(по сравнению с таковым же при омывании вала воздухом, принятым за 100%):

для мягкой стали	углеродистой стали улучшенной	углеродистой стали отожженной	хромомедистой стали
на 63%	56%	47%	59%

Величина допустимого прогиба вала, вызванного собственным весом, должна находиться в соответствии с выбранной величиной зазоров и должна быть значительно меньше последних (см. конец § 72), если только отверстия для вала не расположены эксцентрично.

Определение прогиба может быть объединено, как то подробно показано в дальнейшем, с третьим исследованием, необходимым ввиду высоких чисел оборотов центробежного насоса, а именно с **определением критического числа оборотов**.



Фиг. 234. Прогиб вала под влиянием центробежной силы. Равновесие до критического числа оборотов.

Даже после тщательной балансировки ротора всегда остается небольшая неуравновешенность и вместе с нею центробежная сила, которая вызовет определенный прогиб вала. Вследствие прогиба расстояние центра тяжести от оси вращения увеличится еще больше, так что в конце концов все возрастающая центробежная сила может изогнуть вал настолько, что он сломается. Нижеприведенные и касающиеся этого вопроса исследования используют весьма подробные работы Стодола[1], который в свою очередь использовал исследования Ренкина, Рейнольдса, Дункерлея, Фепля и др.

а) Критическая скорость в случае одного колеса на невесомом валу. Колесо веса G и массой $m = \frac{G}{g}$ закреплено на невесомом вертикальном валу таким образом, что его центр тяжести отстоит от оси на величину e (фиг. 234). Возникающая центробежная сила изогнет вал в направлении e, причем принимаем, что колесо остается при прогибе вала параллельным самому себе.

Если через y обозначить прогиб вала в месте посадки колеса (точка W), то расстояние центра тяжести от оси вращения будет $y+e$ и центробежная сила

$$P = m\,(y + e)\,\omega^2. \tag{3}$$

Так как, с другой стороны, деформация пропорциональна силе, то

$$P = \alpha y, \tag{3a}$$

[1] См. Stodola, Die Dampf- und Gasturbinen, изд. 5 или 6.

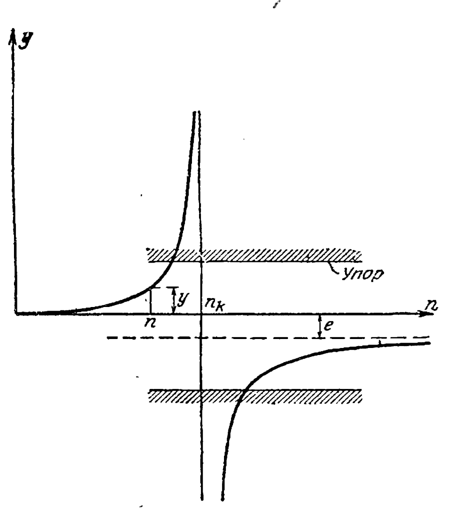
где α есть постоянное для данного случая нагрузки число, которое может представлять собой силу, прогибающую вал на единицу длины. Равенство обеих сил дает

$$m\ (y+e)\,\omega^2 = \alpha\, y, \tag{3b}$$

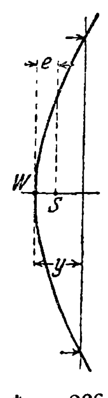
откуда



$$y = \frac{m\, e\, \omega^2}{\alpha - m\omega^2}\,. \tag{4}$$



Фиг. 235. Прогиб в зависимости от числа оборотов n.



Фиг. 236. Положение центра тяжести за критическим числом оборотов.

Если увеличивать ω до того, чтобы знаменатель обратился в нуль, т. е. чтобы ω приняла величину

$$\omega_k = \sqrt{\frac{\alpha}{m}}\,, \tag{5}$$

то, очевидно, y обратится в бесконечность, т. е. вал изогнется до излома. Угловую скорость ω_k называют „критической“ скоростью. Ей соответствует критическое число оборотов

$$n_k = \frac{30\,\omega_k}{\pi} = \frac{30}{\pi}\sqrt{\frac{981\cdot\alpha}{G}} = 300\sqrt{\frac{\alpha}{G}}\,, \tag{6}$$

причем за единицу длины принят сантиметр (уравнение А. Феппля)[1].

Величина α зависит только от размеров вала и расположения подшипников. Если через J обозначить момент инерции, одинаковый по всей длине вала, через a и b — расстояния диска от подшипников, через

[1] При больших эксцентриситетах e согласно утверждениям E. Schwerin (Z. angew. Math. Mech. 1925, стр. 101 и след.) критическое число оборотов уменьшается при возрастании e.

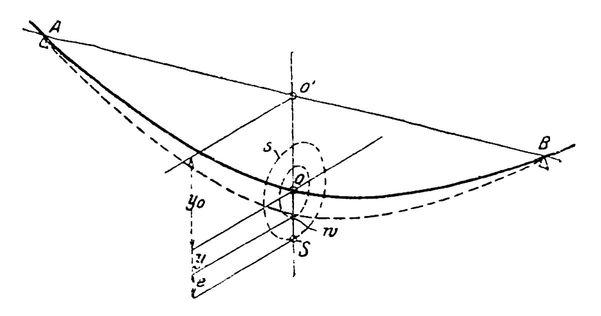
E — модуль упругости материала, из которого изготовлен вал, то, принимая, что вал свободно лежит на двух опорах, получим

$$\left.\begin{aligned} y &= \frac{1}{3}\frac{P}{EJ}\frac{a^2b^2}{a+b}, \\ \text{следовательно,} \qquad & \\ \alpha &= \frac{3JE(a+b)}{a^2b^2}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Если в уравнение (4) подставим значение $\alpha = \omega_k^2 \cdot m$ из уравнения (5), то

$$y = \frac{\omega^2}{\omega_k^2 - \omega^2} e = \frac{n^2}{n_k^2 - n^2} e. \tag{8}$$

Если число оборотов станет больше n_k (фиг. 235), то мы найдем, что y становится отрицательным, но по абсолютной величине убывает. Вал, следовательно, снова выпрямляется. При $n = \infty$ будет $y = -e$, т. е. центр тяжести S совпадает с осью вращения. Точка закрепления W и центр тяжести S поменялись местами (фиг. 236). Следовательно, масса m при возрастании числа оборотов сверх критического стремится к новому состоянию равновесия, причем остается прогиб, равный отрицательному эксцентриситету e.



Фиг. 237. Влияние собственного веса.

Таким образом спокойного хода насоса можно достигнуть, если вращать вал с числом оборотов выше или ниже критического. В последнем случае нужно только следить за тем, чтобы при пуске в ход число оборотов быстро перешло критическое значение, не оставляя времени для возникновения больших прогибов. Ни в коем случае недопустимо, чтобы вал работал при критическом числе оборотов.

Влияние собственного веса. Если вал расположен горизонтально, то появляется еще прогиб y_0, обусловленный собственным весом G, направленный вертикально вниз и не зависящий от числа оборотов (фиг. 237). Центр тяжести S диска описывает теперь окружность, центр которой O смещен вниз на величину y_0 по отношению к точке O' пересечения плоскости диска с прямой, соединяющей опоры. Радиус окружности неизменно равен $y+e$. Следовательно, к настоящему случаю применимы результаты приведенного ранее исследования.

Таким образом всякий вал обладает одной и той же критической скоростью независимо от того, как он расположен, горизонтально, вертикально или наклонно[1].

---

[1] Попеременное повышение и понижение силы собственного веса на величину диаметра круговой траектории центра тяжести вызывает колебание скорости и, следовательно, искажение круговой траектории, что может привести к особому критическому состоянию. Оно наступает, когда число оборотов становится равным половине нормального критического числа. Это

Зависимость между прогибом от собственного веса и критическим числом оборотов. Так как по уравнению (5) $\alpha = \omega_k^2 m = \omega_k^2 \frac{G}{g}$, то по уравнению (3a) величина прогиба от собственного веса равна

$$y_0 = \frac{G}{\alpha} = \frac{Gg}{\omega_k^2 G} = \frac{g}{\omega_k^2}. \qquad (9)$$

Таким образом, приняв определенную критическую угловую скорость, мы тем самым одновременно определяем и деформацию, вызванную собственным весом, независимо от того, какими размерами, в частности, обладает вал. Этот вывод необходимо иметь в виду при выборе критического числа оборотов, полагаемого в основу расчета вала.

Совершенно уравновешенный ротор. Если $e = 0$, т. е. если имеется совершенно уравновешенный ротор, то согласно уравнению (3b) имеем

$$m\,y\,\omega^2 = \alpha\,y. \qquad (10)$$

Это уравнение, так как оно совпадает с уравнением (5), может, если y не равно нулю, удовлетворяться только для критической скорости, т. е. для $\omega = \omega_k$.

Отсюда следует, что совершенно уравновешенный ротор развивает при критическом состоянии при любом прогибе вала как раз такие центробежные силы, какие необходимы для поддержания равновесного состояния. Это положение, как и предыдущее, относится к любому роду нагрузки и является основой приведенного в дальнейшем метода расчета.

Поперечные колебания покоящегося вала и критическое число оборотов. Из критического числа оборотов $n_k = \frac{30}{\pi}\,\omega_k$ находим число оборотов в секунду:

$$n_{ks} = \frac{n_k}{60} = \frac{1}{2\pi}\,\omega_k = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}. \qquad (11)$$

Это выражение совпадает с выражением для числа собственных колебаний такого же вала при поперечных его колебаниях [1]. Таким образом критическое число оборотов может быть найдено при помощи экспериментального определения числа собственных колебаний. Следовательно, критическое состояние есть не что иное, как явление резонанса между числом собственных колебаний вала и его круговых колебаний, вызванных вращением вала.

явление становится опасным только при столь значительных эксцентриситетах, которые на практике не допускаются (Stodola изд. 5 или 6, стр. 931). По Föppl (Grundzüge der technischen Schwingungslehre, Berlin 1923) подобные же явления наступают из-за колебания в числе оборотов, вызываемых неравномерностью хода привода.

[1] Ускорение колеблющегося диска равно $\frac{d^2y}{dt^2}$, и таким образом сила его инерционного сопротивления равна $m\frac{d^2y}{dt^2}$. Отсюда при $e = 0$ $m\frac{d^2y}{dt^2} = \alpha y$ интегралом этого уравнения является $y = A\cos t\sqrt{\frac{\alpha}{m}} + B\sin t\sqrt{\frac{\alpha}{m}}$, где A и B суть постоянные интегрирования. Таким образом амплитуда y остается постоянной при $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{\alpha}}$ сек., из чего следует вышеприведенное выражение для $n_{ks} = \frac{1}{T}$.

b) Случай нескольких отдельных колес на невесомом валу. Рассмотрим следующий простой случай (фиг. 238): гладкий вал длиной $4\,l$ нагружен двумя колесами одинаковой величины, насаженными на вал на расстояниях l от его подшипников.

В этом случае, очевидно, возможны обе изображенные на фигуре формы упругой линии *I* и *II*. Обеим упругим линиям соответствуют различные значения числа α. Ввиду симметричности нагрузки уравнения, выведенные выше для одного диска, могут быть применены и для данного случая. Мы имеем

для случая *I*: $$y = \frac{4}{3}\frac{Pl^3}{JE}, \quad \alpha_1 = \frac{3}{4}\frac{JE}{l^3}, \quad \omega_{k1} = \sqrt{\frac{\alpha_1}{m}}; \qquad (12)$$

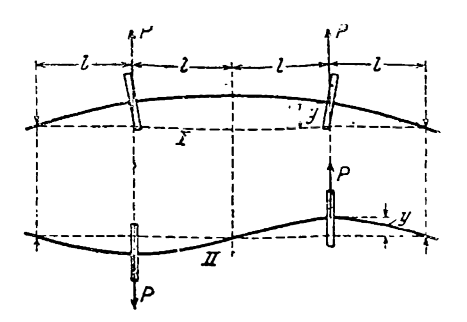
для случая *II*: $$y = \frac{1}{6}\frac{P}{J}\frac{l^3}{E}, \quad \alpha_2 = \frac{6JE}{l^3}, \quad \omega_{k2} = \sqrt{\frac{\alpha_2}{m}}; \qquad (13)$$

откуда

$$\omega_{k2} = \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \cdot \omega_{k1} = \sqrt{8} \cdot \omega_{k1}. \qquad (14)$$

При двух колесах, следовательно, возможны две критические скорости, которые для рассмотренного частного случая относятся как

$$1 : \sqrt{8} = 1 : 2{,}83.$$



Фиг. 238. Возможные формы изгиба вала при нескольких колесах.

Результат остается тем же, если в расчете учесть и эксцентриситеты, которые могут быть и не в одной плоскости, если только эти эксцентриситеты достаточно малы по сравнению с прогибом.

Если оба диска имеют различную величину и произвольно расположены, то это изменит только численные значения, в отношении же критических чисел оборотов в этом случае также получается два критических состояния, одно первого, а другое второго порядка.

Подобным же образом при трех колесах будем иметь три значения, а при n колесах — n значений критического числа оборотов.

Если учитывается и масса вала, то вследствие вызванного этим равномерного распределения массы для каждого ротора получается бесконечный ряд теоретически возможных критических чисел оборотов, из которых, однако, только ограниченное количество может быть наблюдаемо в действительности.

Для этих общих случаев остаются в силе (можно доказать математически) положения, выведенные для невесомого элементарно нагруженного вала и касающиеся влияния собственного веса и зависимости между частотой собственных колебаний и критическим числом оборотов. Кроме того, и в этих случаях при неограниченном возрастании скорости центры тяжести масс асимптотически приближаются к оси, и таким образом вал автоматически уравновешивается.

c) Влияние окружающей среды на критическое число оборотов. Так как у центробежных насосов ротор почти целиком вращается в воде, то все предшествующие выводы не совсем точно применимы к этому случаю, так как влияние воды, окружающей ротор, может сказаться в двух направлениях.

Во-первых, вода, окружающая ротор, находится в некотором вращательном движении. Вследствие этого центробежная сила P, действующая на вал, уменьшается на величину центробежной силы вытесненного объема воды. Если бы вода обладала той же угловой скоростью, что и колесо,

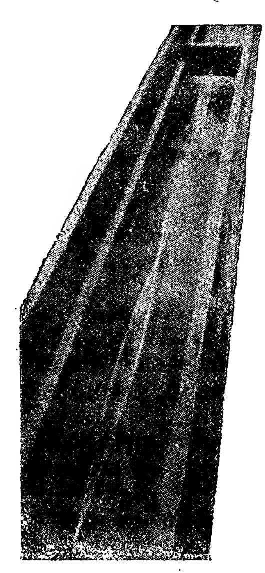
т. е. находилась бы по отношению к колесу в покое, то уменьшение центробежной силы можно было бы учесть тем, что ввести в расчет массу ротора, уменьшенную на величину массы вытесненной воды.

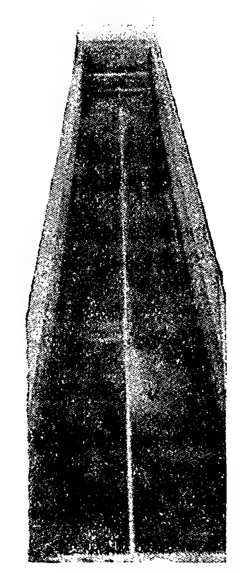
Уравнение (5) показывает, что в этом случае критическая скорость ω_k повышается. Если этот упрощенный расчет и не полностью отражает действительное явление, ввиду того что движение воды отличается от принятого нами, то все же заключение о том, что критическая скорость повышается вследствие вращений среды, окружающей колесо, справедливо.

К такому же выводу приходят тогда, когда исходным соображением является частота собственных колебаний ротора, так как колесо входит при каждом прогибе вала в зону более высокого давления, следовательно, к инерционному сопротивлению его массы прибавляются еще внешние силы, стремящиеся уменьшить прогиб.

Если в соответствии с ранее делавшимися допущениями (§ 72 и 98) принять, что вся вода, окружающая ротор, вращается с угловой скоростью, равной половине скорости ротора, то вычету подлежала бы только одна четверть массы вытесненной воды, так как центробежная сила возрастает пропорционально квадрату угловой скорости. При среднем удельном весе материала ротора в 8 *г/см*³ и удельном весе окружающей его (подаваемой) жидкости, равном 1 *г/см*², массу его следовало бы уменьшить на $\frac{100}{4 \cdot 8} \approx 3\%$, и таким образом согласно уравнению (5) критическое число оборотов возросло бы на 1,5%.

Здесь точный расчет оказывается затруднительным, так как в действительности вращательное движение среды у входа, у боковых стенок, внутри колеса и на периферии различно. Точный ответ на поставленный вопрос могли бы дать только опыты, которых до настоящего времени еще не имеется.





Фиг. 239. Фиг. 239а.

Фиг. 239 и 239а. Меньшие критические амплитуды в воде по сравнению с воздухом.

Во-вторых, как уже было показано в § 18, между водой и ротором возникают силы трения [1]. Эти силы дают при строгой центричности рабочих колес только моменты вращения, которые не влияют на прогиб. При отклонении вала возникают односторонне действующие силы трения, которые изменяют величину и направление прогиба. Влияние этих сил на критическое состояние вала заключается в том, что прогиб остается конечным. Это же следует из свойств критического состояния, как состояния резонансных колебаний, так как часть колебательной энергии все время поглощается трением.

[1] См. вышеупомянутую книгу Stodola.

По сообщению Стодола[1] фирмой Броун-Бовери и К⁰ сделано наблюдение, что валы, выступавшие из судовых корпусов наружу и свободно вращавшиеся в воде, работали совершенно спокойно даже в том случае, когда число оборотов достигало критического.

Фирма произвела ряд опытов, показанных на фиг. 239 и 239а, для выяснения этого явления.

Первая фигура изображает вал, вращающийся в воздухе, при критическом числе оборотов третьего порядка. После того как в ванну, в которой находился вал, было налито столько воды, что вал оказался неглубоко под ее поверхностью, ось вала стала при том же числе оборотов почти прямолинейной, как то и видно из фиг. 239а. При дальнейшем наполнении ванны водой выгибание вала еще уменьшилось и стало совсем незаметным. При длине 2 400 *мм* и подшипниках в виде неподвижных втулок для вала диаметром в 7 *мм* были найдены следующие критические скорости в воздухе: 300, 820 и 1 700, в воде: 310, 850, 1 700. Как видно, даже при таком эксперименте критические числа оборотов в воде получились несколько более высокими, чем в воздухе, что согласно предыдущим высказываниям должно быть объяснено влиянием увлеченной валом и вращающейся вместе с ним воды.

Весьма сильное уменьшение прогиба вследствие влияния трения показывает, что для центробежных насосов явление критического числа оборотов не имеет такого значения, как, например, для паровых турбин и турбокомпрессоров. И в самом деле, непосредственно наблюдать его приходится очень редко. Последнее обусловливается также и тем, что уплотнения между ступенями вследствие малости зазоров уже при малых амплитудах колебания вала начинают действовать как промежуточные опоры. Тем не менее, необходимо помнить, что критическая скорость существует и что предотвращение ее способствует меньшему износу промежуточных уплотнений и более спокойному ходу насоса. Ввиду этого рекомендуется вести расчет вала с учетом критической скорости.

В дальнейшем влияние воды, окружающей колесо, на величину критической скорости не учитывается.

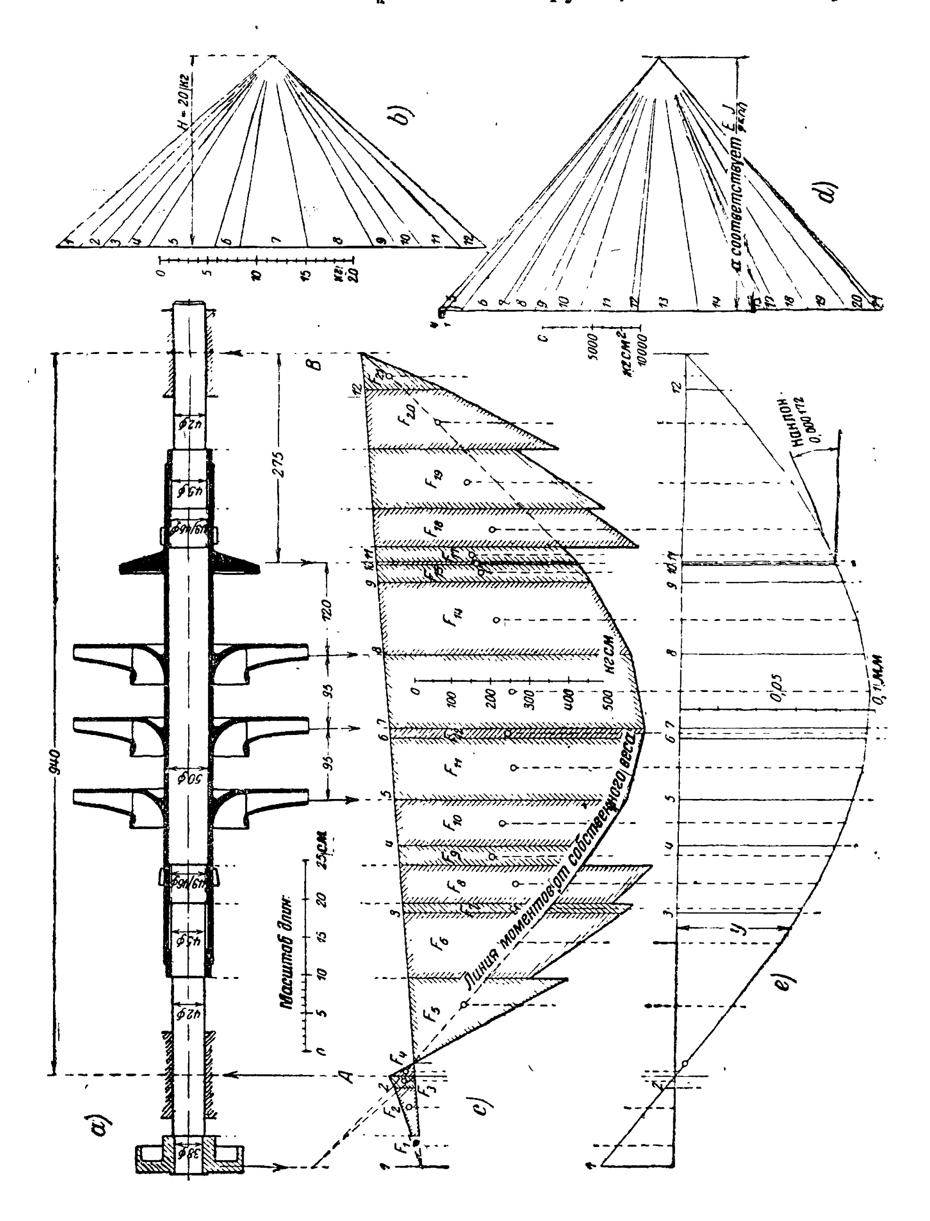
d) Графический метод определения критического числа оборотов вала произвольного сечения с произвольно распределенной нагрузкой. Аналитическое исследование этого общего случая невозможно. Мы можем решить эту задачу графическим путем, пользуясь методом постепенного приближения и исходя для этого из только что выведенного положения, гласящего, что если эксцентриситеты всех масс находятся на оси вала, то вал в состоянии критического числа оборотов находится в равновесии при любом прогибе. Таким образом мы определяем критическое число оборотов как такое число оборотов, которое при принятой упругой линии вызывает центробежные силы такой величины, что вал находится в равновесии. Очертания первоначально принятой для расчета упругой линии не вполне произвольны. Если, однако, условие равновесия выполнено для какой-нибудь определенной упругой линии, то оно выполняется и для тех случаев, когда прогибы y увеличены

---

[1] См. вышеупомянутую книгу Stodola.

или уменьшены в одно и то же число раз, так как внутренние, равно как и центробежные, силы возрастают пропорционально прогибу.

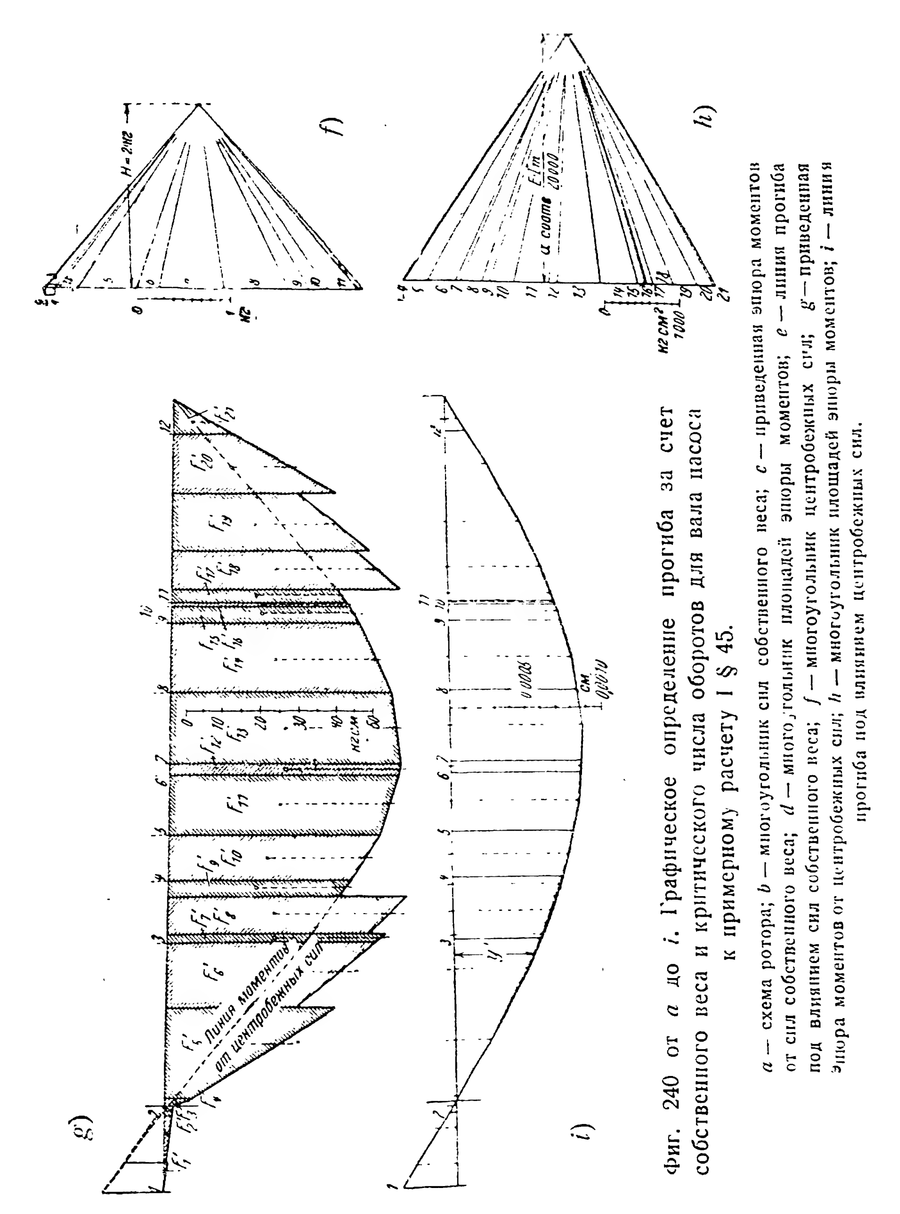
Целесообразно исходить из упругой линии, получаемой для покоящегося вала под действием весовой нагрузки, так как ее очертание



в большинстве случаев мало отличается от конечной искомой, а определение деформации, производимое по теореме Мора, под действием собственного веса все равно проводится при расчете вала.

Затем для каждой из отдельных масс m (на которые также должна быть разделена и масса вала, так как у центробежных насосов вал

составляет довольно значительную часть общего веса) определяют возникающую вследствие прогиба y центробежную силу $my\omega_0^2$, причем ω_0 принимают округло равным 10 или 100. Затем по способу Мора вычерчивают новую упругую линию, образующуюся под влиянием этих



Фиг. 240 от *a* до *i*. Графическое определение прогиба за счет собственного веса и критического числа оборотов для вала насоса к примерному расчету I § 45.

a — схема ротора; *b* — многоугольник сил собственного веса; *c* — приведенная эпюра моментов от сил собственного веса; *d* — многоугольник площадей эпюры моментов; *e* — линия прогиба под влиянием сил собственного веса; *f* — многоугольник центробежных сил; *g* — приведенная эпюра моментов от центробежных сил; *h* — многоугольник площадей эпюры моментов; *i* — линия прогиба под влиянием центробежных сил.

центробежных сил. Полученные вновь прогибы y', конечно, не могут совпадать с первоначально принятыми, потому что положенная в основу угловая скорость ω_0 не была критической. Так как выступающие в роли нагрузки центробежные силы, с одной стороны, пропорциональны квадрату угловой скорости, а с другой стороны, прямо пропорциональны

прогибам, то можно написать

$$\omega_k^2 : \omega_0^2 = y : y',$$

и следовательно,

$$\omega_k = \omega_0 \sqrt{\frac{y}{y'}}. \qquad (15)$$

Расчет по изложенному способу приведен на фиг. 240 для трехступенчатого насоса, рассчитанного ранее в § 45. Фиг. 240, *a* изображает вал. На фиг. 240, *b—e* выполнено построение упругой линии вала под влиянием собственного веса. Вес ротора разбит согласно приведенной ниже таблице на составные веса, точки приложения которых помечены значками *1*÷*12*.

Эти веса нанесены в диаграмме (многоугольник сил) на фиг. 240, *b* при полюсном расстоянии $H = 20$ *кг*. Построенный затем веревочный многоугольник (фиг. 240, *c*) представляет кривую моментов, вызванных собственным весом, и именно величину изгибающих моментов находят, умножая величины измеренных на чертеже ординат на полюсное расстояние H (измеренное в масштабе сил) и на обратную величину линейного масштаба $1 : m$ чертежа, т. е. на $H \cdot m$. Если непостоянство диаметра вала учитывается тем, что моменты приводятся к общему диаметру (в рассматриваемом случае к диаметру средней части), т. е. умножаются на отношение $\frac{J_m}{J}$ (где J_m и J суть моменты инерции сечения вала в средней его части и в рассматриваемом сечении), то полученная таким образом приведенная площадь моментов даст нам в качестве диаграммы распределенной нагрузки новую веревочную кривую, соответствующую упругой линии, если только полюсное расстояние было принято равным $J_m \cdot E$, где E обозначает модуль упругости материала вала.

В соответствии с этим на фиг. 240, *d* в вертикальном направлении наносят в качестве отдельных сил отрезки, пропорциональные заштрихованным трапецоидальным площадям $F_1 \div F_{21}$ фиг. 240, *c*. Полюсное расстояние из чертежных соображений выбрано меньшим, а именно равным $\frac{J_m E}{2\,500}$, где $J_m = \pi \frac{5^4}{64} = 30{,}68$ *см*^{4} и $E = 21{,}5 \cdot 10^5$ *кг/см*^{2}. На основании этого на фиг. 240, *e* вычерчивается новый веревочный многоугольник, который изображает упругую линию вала под действием собственного веса в масштабе, который определяется следующим образом: если в многоугольнике сил *d* масштаб 1 *см* = *k* *кг/см*^{2} * и полюсное расстояние равно *a см*, то полученные прогибы для определения истинных значений необходимо умножить на величину $\frac{mka}{J_m E}$. Исчисленный таким образом масштаб нанесен на чертеже. Наибольший прогиб получается равным 0,097 *мм* — величина, которую, принимая во внимание зазоры в уплотнениях, следует признать значительной и даже требующей утолщения вала. Кроме того, важным является наклон вала у

---

* При этом надо иметь в виду, что для получения величины площади трапеции в *кг/см*^{2} необходимо величины, определенные из чертежа, умножать на *H м*^{2}.

уравновешивающего диска, который также должен быть признан большим, так как тангенс угла его: $\operatorname{tg}\delta = 0{,}000172$. Влияние поддерживающей (архимедовой) силы воды может быть легко учтено, если эти значения умножить на коэфициент $\frac{\gamma_m - 1}{\gamma_m}$, где через γ_m обозначен осредненный удельный вес для всего ротора. Значение γ_m следует принимать приблизительно равным 8.

Исходя из полученной таким образом упругой линии *e*), определяют критическое число оборотов. Принимая угловую скорость $\omega_0 = 100$ *рад./сек*, подсчитываем центробежные силы отдельных масс в форме нижеследующей таблицы и для полученной таким образом нагрузки вала чертим новую упругую линию, применяя способ, изложенный выше.

Точка	Сосредоточенный единичный вес G в *кг*	Прогиб y вследствие собственного веса в *см* $\cdot 10^{-3}$	Центробежная сила $\frac{G}{g} y\omega_0^2$ в *кг*
1	2,5	— 3,8	— 0,097
2	2,5	— 5,0	— 0,013
3	2,5	+ 6,4	+ 0,163
4	2,5	8,1	0,206
5	7	9,0	0,643
6	2,5	9,6	0,245
7	7	9,6	0,686
8	7	9,4	0,672
9	2,5	8,3	0,212
10	2,5	8,0	0,204
11	4,2	7,9	0,338
12	2,5	1,8	0,046

Точно таким же образом при помощи многоугольника сил *f* получена диаграмма моментов *g*, а по ней при помощи многоугольника сил *h* — упругая линия под действием центробежных сил.

По нанесенному масштабу новый прогиб равен, например, в точке *7* $y' = 0{,}88 \cdot 10^{-3}$ *см*. Так как по приведенной выше таблице $y = 0{,}0096$ *см*, то по уравнению (15) $\omega_k = 100\sqrt{\frac{0{,}0096}{0{,}00088}} = 330$ *рад./сек*, откуда $n_k = \frac{\omega_k \cdot 30}{\pi} = 3\,150$ об/мин. Таким образом критическое число оборотов лежит выше рабочего $n = 1\,450$, т. е. вал удовлетворяет предъявляемым к нему требованиям, и размеры вала с точки зрения критического числа оборотов могут быть признаны достаточными.

Отношение $\frac{y}{y'}$ должно быть постоянным для всех точек вала, но так как первая упругая линия *e* может быть лишь приближенно правильной, то получаются отклонения. Если последние слишком значительны, то следует, исходя из второй упругой линии, построить новую кривую прогибов. В рассматриваемом случае отклонения, как это по-

казывает сравнение линии, нанесенной пунктиром на фиг. 240, *i* и соответствующей пересчитанным значениям y, со сплошной линией настолько незначительны, что повторение (продолжение построений. — *Ред.*) является излишним.

В вышеприведенном исследовании не учтено то, что влияние окружающей воды вызывает повышение критического числа оборотов, которое, однако, как это видно из приближенных, приведенных в п. „с", сведений, должно быть, вероятно, незначительным. Далее, необходимо считаться с тем, что насаженные на вал втулки увеличивают жесткость вала, и увеличение это тем больше, чем плотнее их посадка (на вал) и чем длиннее втулки. Очень тугая посадка может вызвать значительное увеличение критического числа оборотов[1] (которое может быть определено путем расчета, для которого необходимо учесть соответствующим образом увеличение моментов инерции вала на усиленных его участках. — *Ред.*).

Влияние веса и центробежных сил консольно расположенных масс (т. е. за подшипниками, именно муфты с концом вала) по своим характерам противоположны влиянию основных масс. При этом влияния их благодаря близости подшипника сказываются так мало, что ими, как правило, можно пренебречь.

При подаче горячей воды следует учитывать уменьшение модуля упругости E с повышением температуры, которое особенно велико для углеродистых сталей[2].

Также заслуживает упоминания приближенный упрощенный метод Кулля[3], требующий для определения критического числа оборотов лишь знания кривой прогибов под действием сил собственного веса. В этом случае определяют „приведенный прогиб" от всех нагрузок:

$$y_0 = \frac{G_1 y_1^2 + G_2 y_2^2 + \ldots}{G_1 y_1 + G_2 y_2 + \ldots}, \qquad (16)$$

где $G_1, G_2, \ldots$ являются силами веса, действующими на вал, а $y_1, y_2, \ldots$ — прогибами в точках приложения этих сил. После этого при помощи уравнения (9) определяют критическое число оборотов первого порядка. В тех случаях, когда неуравновешенные (fliegende) массы ничтожны, величина ошибки оказывается меньше 1%.

Дальнейшее упрощение в определении критического числа оборотов. Построение упругой линии под действием собственного веса, предшествующее расчету, оправдывается также тем, что по величине прогиба можно делать довольно точные заключения об ожидаемой величине критического числа оборотов.

Для определенного распределения масс и определенной формы вала между прогибом y_0 от собственного веса и критической скоростью имеются совершенно определенные зависимости, так, например, для

---

[1] См. также Eck, Z. VDI, т. 72 (1928), стр. 51.
[2] Wewerka, Masch. Bau, т. 8 (1929), тетр. 2, стр. 42.
[3] Kull, Z. VDI, т. 62 (1918), тетр. 18/19; O. Föppl, Z. angew. Math. Mech., 1927, стр. 72 и след.

случая одного диска на невесомом валу имеем по уравнению (9)

$$\omega_k^2 = \frac{g}{y_0}.$$

Подобным же образом Стодола находит для гладкого свободно лежащего вала под действием собственной массы

$$\omega_k^2 = \frac{1,275g}{y_0} \qquad (17)$$

где y_0 обозначает наибольший прогиб.

При помощи только что изложенного графического приема К. Бауман установил для наблюдаемого в активных паровых турбинах распределения масс и очертаний вала следующую закономерность:

$$\omega_k^2 \approx \frac{1,07\,g}{y_0}. \qquad (18)$$

Определив по данным вышеприведенного примерного расчета величину коэфициента и найдя ее равной 1,08 (так как $y_0 = 0,0097$ *мм*, $\omega_k = 330$, исследуемый коэфициент равен $\frac{330^2 \cdot 0,0097}{981} = 1,08$), можем сказать, что многоступенчатым насосам с не очень большим числом ступеней соответствует уравнение

$$\omega_k^2 = \frac{1,08\,g}{y_0}. \qquad (19)$$

Коэфициент в предыдущих выражениях принимает тем большее значение, чем равномернее распределены массы, так как центробежные силы масс, расположенных вблизи опор, оказывают только небольшое влияние на прогиб.

Во всяком случае отклонения в обычно встречаемых на практике формах роторов так малы, что во многих случаях уравнение (19) дает достаточную точность, и таким образом требуется определять только линию прогиба под влиянием собственного веса.

Приведенные выше уравнения показывают также, что прогиб вала от собственного веса тем больше, чем меньше критическое число оборотов ω_k. Отсюда следует, что, принимая во внимание незначительность зазоров, не рекомендуется выбирать для центробежных насосов критические скорости слишком низкими. Если допустить в качестве наибольшего прогиба $y_0 = 0,2$ *мм*, то для наименьшей возможной критической скорости насоса совсем независимо от линейных размеров вала получаем по уравнению (19)

$$\omega_{k\,min} = \sqrt{\frac{1,08 \cdot 981}{0,02}} = 230,$$

соответственно чему

$$n_{k\,min} = \frac{230 \cdot 30}{\pi} = 2200 \text{ об/мин}. \qquad (20)$$

Из этого рассуждения следует (в качестве необходимого требования), что у центробежных насосов критическое число оборотов должно быть выше рабочего числа оборотов, т. е. вал должно конструировать жестким.

Так как сделать диаметр вала по величине бо́льшим, чем то допускается входным отверстием колеса, невозможно, то и длину вала нельзя увеличивать произвольно. Поэтому при проектировании многоступенчатых насосов возникает необходимость по возможности уменьшить размеры каждой ступени в осевом направлении. Также известно, что необходимость ограничения указанных деформаций ставит предел увеличению числа ступеней.

Критические числа оборотов высшего порядка, следовательно, не имеют для центробежных насосов какого-либо практического значения. Кроме того, они не могут быть определены по только-что изложенному методу, так как последний в этом случае уже более не обладает свойством сходимости (конвергентности). Вместо того чтобы стремиться (при повторении построений) к определенной предельной форме, следующие друг за другом упругие линии все больше удаляются от истинной формы. Для определения критических чисел оборотов высшего порядка мы отсылаем читателя к ряду специальных работ[1].

Вышеизложенные рассуждения неприменимы к одноступенчатым насосам с колесом, укрепленным на консоли вала.

е) Влияние прочих факторов. Осевая сила, вызываемая осевым давлением, действующая между рабочими колесами и уравновешивающим приспособлением, вернее, подпятником, и уменьшающаяся ступенями от колеса к колесу, может быть легко учтена в вышеприведенном методе расчета путем введения соответствующих изгибающих моментов[2]. Она вызывает повышение критического числа оборотов, как, впрочем, и скручивание вала крутящим моментом[3]. Однако оба эти изменения можно не принимать в расчет, так как машины работают при числе оборотов низшем, чем критическое первого порядка, и, таким образом, надежность расчета увеличивается.

Изгиб вала влечет за собой наклон рабочих колес по отношению к оси вращения, так что центробежные силы отдельных элементов массы колеса образуют моменты сил[4], уменьшающие прогиб вала и, таким образом, повышающие критическое число оборотов.

У центробежных насосов это влияние наклона на критическое число оборотов незначительно, так как диаметры рабочих колес обычно малы по сравнению с расстоянием между подшипниками и, следовательно, момент инерции их невелик. Если учесть это влияние наклона для примерного расчета, разобранного выше, то мы получили бы увеличение значения критического числа оборотов приблизительно на 1%.

Из-за наклонного положения диски рабочих колес вытесняют при

---

[1] Stodola, Die Dampf- und Gasturbinen изд. 5 или 6, стр. 386; Koch, Verh. 2 internat. Kongr. Techn. Mech., стр. 213 и след. Zürich u. Leipzig 1927; Zerkowitz, Turb. u. Pump., март 1930.

[2] Melan, Z. öst. Ing.- u. Arch.-Ver., 1917, тетр. 14/15; Karas, Ing.-Arch. 1929, № 1.

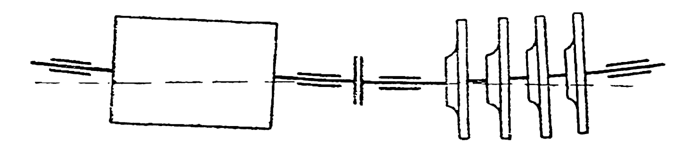
[3] Grammel, Stodola-Festschr., стр. 180, Zürich u. Leipzig 1929.

[4] Здесь автор не указал, что речь может итти лишь о влиянии прогиба вала, вызванного недостаточной отбалансированностью ротора. *Прим. ред.*

своем вращении воду, заполняющую пространства по обеим сторонам колес, и тем самым вызывают настолько значительное повышение сопротивления колебательному движению, что даже при отсутствии трения немыслимо возникновение каких-либо серьезных помех в работе насоса из-за наступления критического числа оборотов.

Податливость слоя смазки в подшипниках может по Стодола привести к критическим явлениям и тем самым — к неспокойной работе вала[1]. Это явление, однако, замечается так редко, что подробнее мы на нем останавливаться не будем.

Если вал насоса соединен с ротором двигателя подвижно (посредством упругой муфты), то ротор не окажет заметного влияния на критическое число оборотов, если только совпадают оси обоих валов. Если соединение валов жесткое, то общий вал двигателя и насоса следует рассматривать как один вал на трех подшипниках и рассчитывать соответственно этому[2]. В большинстве случаев размеры вала двигателя неизвестны конструктору насоса. Кроме того, необходимо



Фиг. 241. Необходимость возвышения крайних подшипников при параллельных муфтах.

иметь в виду, чтоб каждая модель насоса могла быть применена при различных условиях привода. Затем следует отметить, что этот метод расчета требует затраты значительного времени.

Так как жесткое соединение приводит к повышению критического числа оборотов по сравнению с таковым для каждого вала в отдельности, то поэтому достаточно надежной можно признать ту конструкцию, у которой критические числа оборотов не соединенных друг с другом валов больше их рабочего числа оборотов.

При применении упругих муфт могут возникнуть помехи в работе из-за неточной выверки обеих половин муфты, которой в этом случае приходится работать вроде шарнира Гука. В этом случае возникает новая критическая скорость, равная одной трети нормальной критической скорости[3].

Соединение двигателя с насосом следует выполнять таким образом, чтобы линии прогибов не соединенных друг с другом валов имели у муфты общую касательную, так как в этом случае обе половины муфты параллельны друг другу.

Этим требованием обусловливается то, что при соединении двигателя и насоса крайние подшипники должны располагаться выше сред-

---

[1] Hummel, Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 287; Z. VDI, 1927, стр. 379; Stodola, Verh. 2 internat. Kongr. Techn. Mech., стр. 201, Zürich u. Leipzig 1927. Более простой вывод имеется в Schweiz. Bauztg. от 29.I 1927, стр. 55.

[2] Borowicz, Beitrage zur Berechnung der kritischen Geschwindigkeiten zwei- und mehrfach gelagerter Wellen. Dissert. München 1916, или также Stodola, изд. 5 или 6, стр. 389; далее Zerkowitz, Turb. u. Pump., март 1930.

[3] Stodola, изд. 5 или 6, стр. 933 или O. Föppl. Z. VDI. 1919, стр. 866.

них[1]. На фиг. 241 упомянутое превышение изображено для наглядности преувеличенным.

Это мероприятие разгружает жесткую муфту от действия изгибающих моментов. Оно также должно быть рекомендовано и при упругих муфтах, так как оно устраняет смещения обеих половин муфты относительно друг друга и, следовательно, уменьшает их износ.

Обычно у центробежных насосов применяются упругие муфты. Более простые по конструкции жесткие муфты допустимы только в тех случаях, когда вал двигателя не препятствует автоматической установке вала насоса в положение, необходимое для уравновешивания силы осевого давления.

104. ПОДШИПНИКИ

В насосах одинаково применяются как обыкновенные подшипники (подшипники скользящего трения), так и шариковые.

а) Обыкновенные подшипники[2]. Подшипники, смазываемые водой, испытывают так называемое в насосостроении „полужидкое" трение, при котором смазывающая жидкость воспринимает не всю передаваемую на подшипник нагрузку. Коэфициент трения $\mu = \frac{75N_r}{Pv}$ изменяется здесь в пределах от 0,02 до 0,1, и именно μ в области этого „полужидкого" трения тем меньше, чем больше характеристическое число $\frac{\eta\omega}{p}$.

Здесь:

N_r обозначает мощность, теряемую на трение в подшипниках, в лошадиных силах;
P обозначает нагрузку, действующую на подшипник, в *кг*;
ω обозначает угловую скорость;
v обозначает окружную скорость скользящей поверхности (т. е. на окружности цапф) в *м/сек*;
p обозначает среднее давление на подшипник в *кг/см*^{2};
η обозначает вязкость смазывающей жидкости в *кг · сек/см*^{2} (§ 8).

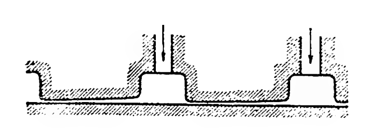
Величина $\frac{\eta\omega}{p}$ безразмерна и для смазки имеет значение, анологичное числу Рейнольдса для потоков, так как для геометрически подобных подшипников и при жидком трении величина μ является функцией только этой величины. Так как вязкость масла при 70° С примерно в 70 раз больше, чем вязкость воды при 20° С, то для получения того же значения числа $\frac{\eta\omega}{p}$, т. е. одинакового трения и износа, что и при масле, т. е. равным образом и наличия жидкого трения, давление в подшипнике p должно быть соответственно меньше. Если соображения о чистоте подаваемой воды это допускают, то может добавляться жировая смазка.

---

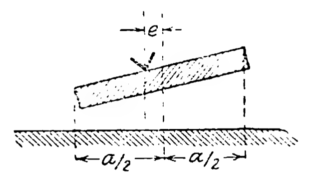
[1] Kieser, Masch.-Bau, 1922/23, тетр. 10, стр. 342.
[2] Gümbel-Everling, Reibung und Schmierung, Berlin 1925; Falz, Grundzüge der Schmiertechnik, изд. 2, Berlin 1931; Falz, Zweckmässige Schmiernuten, Berlin, Beuth-Verlag; Stodola, Die Dampf- und Gasturbinen, изд. 5 и 6 Berlin.

Вкладыши подшипников изготовляются из бакаута или металла с заливкой антифрикционным белым сплавом (баббитом), а то и вовсе без последнего. В качестве такой заливки особо пригоден специальный металл, являющийся сплавом (по запатентованному методу) графита с белым металлом и проявляющий себя почти как самосмазывающий. Вода, служащая для смазки, должна быть, конечно, чистой.

Для воды, содержащей песок и при достаточно больших окружных скоростях[1] ($u > 2{,}5$ *м/сек*), весьма зарекомендовали себя **резиновые подшипники**, изготовляемые фирмой Континенталь (Continental-Caoutchouc und Gutta-Percha-Comp., Hannover). Они представляют собой бронзовые вкладыши, покрытые особым образом (по американскому методу) эластичным слоем резины[2] и снабженные глубокими спиральными канавками. В этом эластичном вкладыше зерна песка попадают в русло канавок, и затем они вымываются через эти спиральные канавки. Резиновые подшипники отличаются большой долговечностью, малым трением и способностью уменьшать вибрации. Так как железо соединяется с серой, содержащейся в резине, то трущуюся поверхность вала защищают бронзовой гильзой. Кроме того, необходимо непрерыв-



Фиг. 241a. Упорный подшипник с постоянным наклоном поверхностей.



Фиг. 241b. Качающаяся колодка упорного подшипника.

ное смачивание подшипников водой даже в стоячем состоянии, так как сухая резина подвержена постоянному окислению и, кроме того, при трогании с места сухая резина, дающая при этом слишком большой коэфициент трения и имеющая при этом возможность отвести лишь незначительное количество тепла, может повести к разрушению вкладышей[3].

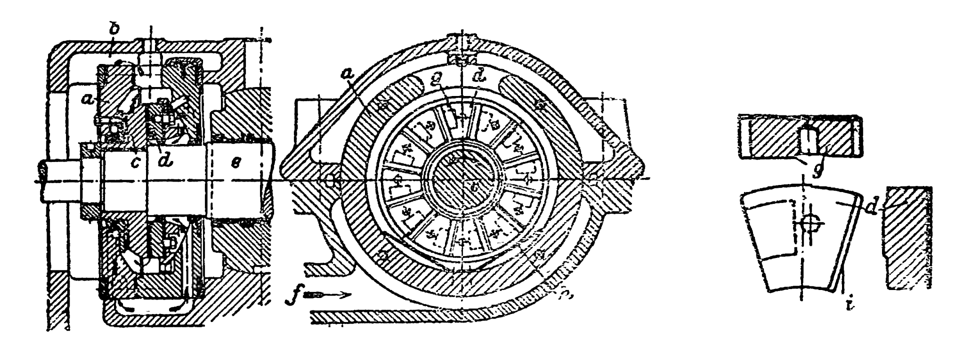
Подшипники с масляной смазкой, работая при обычно применяемых в центробежных насосах высоких числах оборотов, имеют чисто жидкое трение, при котором значение коэфициента μ мало и изнашивание подшипников не имеет места. Необходим лишь надежный и интенсивный подвод масла к трущимся поверхностям. Еще одно условие для получения чисто жидкого трения заключается в том, чтобы толщина „несущего" масляного слоя уменьшалась в направлении движения (фиг. 241a и 243). При этом силы вязкости как бы подкачивают масло (pumpwirkung ausüben) и создают в клинообразном зазоре давление в жидкости, необходимое для восприятия давления цапфы при коэфициенте трения $\mu = 0{,}0015 - 0{,}003$.

1. **Упорные подшипники**. Подкачивание достигается здесь по способу Мичелля за счет того, что поддерживающая опорная поверх-

---

[1] Z. VDI, т. 76 (1932), стр. 97.
[2] Германский патент 381475.
[3] Schulz, Tiefbrunnen-Kreiselpumpen, Z. VDI, т. 74 (1930), стр. 237.

ность выполнена в виде ряда наклонных поверхностей (образующих клинообразные зазоры, фиг. 241a), разделенных широкими канавками для масла. Давление масла может достигать здесь значений, во много раз превосходящих таковые для обычных гребенчатых подшипников, так что всегда нужно наличие лишь одного „гребня". Наклонное положение опорных поверхностей достигается обычно путем подвижного их закрепления при одновременном некотором эксцентриситете (фиг. 241b). Подобный подшипник с одним упорным кольцом и колодками, или короче — подшипник Мичелля, выполненный фирмой AEG для восприятия одностороннего осевого усилия, изображен на фиг. 242.[1] Для восприятия осевого сдвига в обратном направлении предусмотрена лишь одна неподвижная поверхность.



Фиг. 242. Одинарный упорный подшипник AEG с колодками. Опирание колодок по линиям (опорным ребрам) для одного направления осевой силы.

Масштаб около 1 : 14; $P = 10$ *т*; $n = 3000$ об/мин; *a* — корпус подпятника; *b* — сток масла; *c* — подвижное кольцо; *d* — колодка; *e* — вал; *f* — приток масла; *g* — опорное ребро; *h* — пружина; *i* — кромка входа масла на колодку.

Колодки устанавливают на их радиальные упорные кромки (Kippkante) у выступов, причем последние смещены от середины колодки на $^1/_{10}$ ее ширины. Для того чтобы все колодки были равномерно нагружены, поддерживающее их кольцо (обойма) опирается на кожух шаровой поверхностью. Масло подводится от середины и дальше движется к периферии за счет центробежной силы. Фирма AEG применяет такие подшипники с искусственным охлаждением для паровых турбин до $p = 30$ *кг/см*^{2}, $v = 60$ *м/сек* (отнесены к середине колодки), не доводя одновременно обеих величин до этих их пределов. Для крупных центробежных насосов эта пригодная для больших нагрузок конструкция упорных подшипников заслуживает большого внимания, так как обычно применяющиеся ныне гидравлические уравновешивающие приспособления имеют большую утечку воды (см. конец § 101) и подвержены значительному износу.

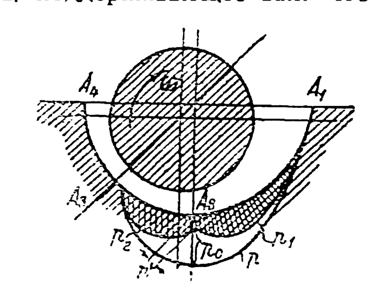
Правда, от гидравлических уравновешивающих приспособлений при очень высоких напорах, развиваемых насосом, отказываются неохотно из-за необходимости в разгрузке сальников.

2. Подшипники для восприятия усилий, нормальных валу. В этом случае масляный клин создается путем эксцентричной установки цапфы в подшипнике, расточенном до несколько боль-

---

[1] Kraft, Die neuzeitliche Dampfturbine, изд. 2, Berlin, VDI-Verlag, 1930, стр. 66.

шего размера. При этом давления распределяются, как то изображено на фиг. 243, по кривой p (давления отложены по радиусам). Весьма важен тот факт, что смазывающие канавки на поддерживающей (опорной) поверхности не только бесполезны, но даже вредны, так как канавки отводят масло в стороны. Например, средняя канавка A_2 вызывает изменение распределения давлений, которые вместо кривой p следуют в этом случае по кривым p_1 и p_2. Таким образом в точке A_2 давление падает от величины p_0 до p', вследствие чего сила, воспринимаемая подшипником, должна быть меньше. Еще более вредно устройство пересекающихся канавок, которые, однако, еще встречаются и ныне и которые значительно уменьшают давление масла, поддерживающее вал. Что касается неподдерживающих поверхностей („крышек“), то наличие в них канавок весьма целесообразно, особенно в месте подвода масла, которое должно находиться в области наименьшего давления и которое, таким образом, не должно находиться в нижней (опорной) половинке подшипника. Даже в случае подвода масла под давлением следует выбирать это место наиболее низкого давления. Поэтому в обычных полуохватывающих подшипниках создание разрежений (Unterdrucksetzung) довольно бесполезно. Зазор между цапфой и подшипником выбирают для случая чисто жидкого трения сравнительно большим и именно соответствующим „широкой“ ходовой посадке (системе допусков) промышленных стандартов.



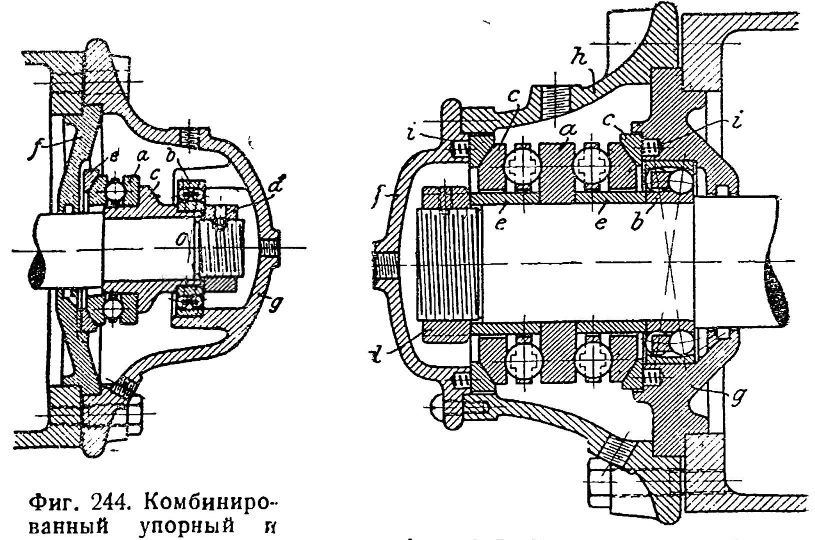
Фиг. 243. Неправильная подводка масла канавкой.

При **неохлаждаемых** подшипниках, что обычно имеет место, размеры цапф можно определять, если обеспечен надежный подвод масла (кольцевая смазка), исходя из величины $p \leqslant 6\ кг/см^2$ и $pv \leqslant 30$. При величинах этого произведения, больших 30, или же при скорости v, большей 8 *м/сек*, необходим переход к **искусственному охлаждению**. В последнем случае масло подается к смазываемым поверхностям специальным насосом, по выходе же из подшипника оно очищается, охлаждается и затем опять повторяет этот путь. Для этого случая употребительны $pv = 30 \div 190$, $v = 8 \div 30$ *м/сек*.

b) Шариковые и роликовые подшипники. Наряду с подшипниками скользящего трения благодаря малому трению и малым размерам (особенно для упорных подшипников) получили распространение подшипники трения качения. Кроме того, в смысле надежности в работе они все более и более удовлетворяют предъявляемым требованиям, чрезвычайно легко заменяются и могут быть пущены в работу без предварительной подгонки. Между различными типами этих подшипников следует отдать предпочтение тем из них, которые могут, следуя за деформацией вала, автоматически устанавливаться.

Роликовые подшипники при тех же размерах выносят вдвое большую нагрузку, чем шариковые. Однако, ввиду того что поперечные силы (т. е. силы, нормальные валу. — *Ред.*) в центробежных насосах невелики, обычно применяются подшипники шариковые. Только при больших насосах, или в случаях, когда рабочие колеса расположены на консоли вала, или при ременном приводе следует применять роликовые подшипники.

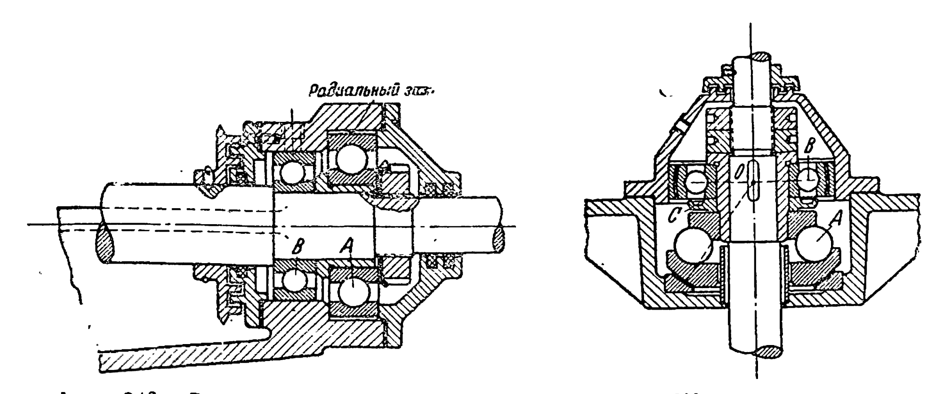
В осевом направлении наибольшие нагрузки способны выдерживать специальные упорные подшипники (фиг. 244), в которых шарики могут воспринимать только осевые усилия. Ввиду воздействия центробеж-



Фиг. 244. Комбинированный упорный и радиальный подшипник для одностороннего давления.

Фиг. 245. Комбинированный радиальный и упорный подшипник для двухстороннего давления.

ных сил на шарики этот тип применим только в тех случаях, когда окружная скорость, отнесенная к середине желобка (по которому катятся шарики), не превосходит известной границы. Для однорядных упор-



Фиг. 246. Радиальный подшипник *A* в качестве упорного подшипника при высоком числе оборотов

Фиг. 246а. Шариковый подшипник для высокого числа оборотов и больших осевых усилий.

ных подшипников, предназначаемых для восприятия одностороннего давления (фиг. 244), эта скорость, лежит в пределах от 9 до 11 *м/сек*. Для двухрядных подшипников (фиг. 245), предназначенных для восприятия сил, меняющих свое направление, и работающих всегда лишь одной своей половиной, величина скорости не должна превосходить

$4 \div 6$ *м/сек.* Подшипники этого типа должны иметь небольшую предварительную затяжку для того, чтобы шарики ненагруженного ряда не выпадали из желобков. При более значительных скоростях наиболее надежным упорным подшипником является радиальный тип подшипника (т. е. тип подшипника для восприятия поперечных усилий — *Ред.*), приспособленный для восприятия значительных осевых усилий тем, что в его кольцах устроены более глубокие желобки, ясно, что он одновременно может нести также и поперечную нагрузку (сокращенно этот тип назван радиально-осевым). Для более сильных нагрузок рядом с упорным (осевым) подшипником *A* (фиг. 246), подвижным в радиальной плоскости, помещается специальный подшипник *B* для восприятия поперечных усилий, имеющий игру в осевом направлении. Если осевая нагрузка не может быть воспринята одним или несколькими рядом стоящими „радиально-осевыми" подшипниками и если, с другой стороны, ввиду большого числа оборотов невозможно поставить чисто упорный (осевой) подшипник, то применяют специальные их типы (фиг. 246а), в которых упорная линия образует с осью острый угол. Радиальная слагающая силы давления на шарик служит при этом для восприятия центробежных сил. На фиг. 246а, изображающей подшипник насоса для глубоких скважин, центр сферического седла упорного подшипника совпадает с центром радиального подшипника *B*, так что оба подшипника могут легко следовать за деформациями вала. Небольшая тарелочка *C*, помещающаяся под подшипником *B*, служит для собирания капающей и стекающей с подшипника смазки и последующего ее возвращения обратно к подшипнику.

В частном случае выбор шарикового или роликового подшипника следует производить по каталогам завода, изготовляющего подшипники, по сделанным в них указаниям о допустимой нагрузке.

105. САЛЬНИКИ

В качестве уплотнения для сальников почти исключительно применяется мягкая набивка. В качестве материала пригодна набивка хлопчатобумажная, либо асбестовая, но только не пеньковая. Для насосов, подающих горячую воду, применяется также и графито-хлопчатобумажная набивка.

Лабиринтные сальники в противоположность паровым турбинам и турбокомпрессорам употребляются очень редко (фиг. 266 и 279)[1], так как при них выгода в виде незначительных потерь на трение оказывается связанной (если только вода не притекает к насосу самотеком или если не применены какие-либо набивные сальники с мягкой набивкой) с неудобством, заключающимся в необходимости заливать насос после каждой остановки.

Также применяются, по крайней мере, за границей[2], составные кольца из графита, которые прижимаются к валу металлическими пружинами.

Устройство сальника с нагнетательной стороны насоса в общем представляет меньше затруднений, чем со стороны всасывающей, так как небольшое просачивание воды наружу даже желательно в целях

[1] См. также Z. VDI, 1910, стр. 773.
[2] См. Power от 27 мая 1924.

охлаждения, а высокие давления воспринимаются необходимыми в этих случаях уравновешивающими приспособлениями. Таким образом сальник предотвращает при этом только просачивание воды к подшипнику.

При подаче горячей воды сальник с нагнетательной стороны насоса должен быть выполнен особенно тщательно, что подробнее будет разъяснено ниже (в § 110).

К сальнику на всасывающей стороне насоса предъявляются особо жесткие требования, так как проникновение воздуха, даже в ничтожном количестве, ни в коем случае недопустимо (§ 77). Для достижения полной воздухонепроницаемости и в то же время устранения возможности нагрева применяется следующая конструкция: во внутренней части сальника выполняется кольцеобразное пространство, к которому подводится вода из нагнетательного трубопровода или из одной из промежуточных ступеней (см. чертежи главы Р). В результате этого уплотнение сальника должно противодействовать лишь небольшому избыточному давлению. Необходимое охлаждение производится как в тех, так и в других сальниках, просачивающейся по каплям водой, в связи с чем такие сальники не следует затягивать доотказа.

Желательно, чтобы вал внутри сальника был защищен посредством втулки из нержавеющего материала (красная медь или бронза).

Сальники для горячей воды с температурой выше 100° С, а также сальники для кислот и загрязненных жидкостей рассмотрены в § 110 и 113.

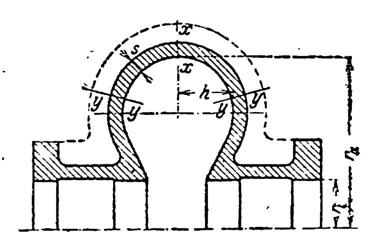
106. КОЖУХ

Различные формы кожухов будут освещены в главе Р при обзоре выполненных конструкций насосов. Здесь же будет изложено только несколько общих соображений, в особенности касающихся устройства каналов: подводящего и отводящего воду. При всех конструкциях необходимо стремиться к возможно более многостороннему применению одной и той же модели. Поэтому патрубки должны быть выполнены так, чтобы они могли быть как угодно повернуты на модели вокруг оси, т. е. чтобы было возможно осуществить ею подвод и отвод воды в любом направлении. У одноступенчатых насосов, у которых расположение патрубков зависит от направления вращения, например, со спиральным кожухом, кожух следует делать симметричным относительно средней плоскости, перпендикулярной к оси, а крышки взаимозаменяемыми. Соблюдение этих условий дает возможность применять одну модель для любого направления вращения.

Обычно скорость воды в примыкающих трубопроводах меньше, чем в подводящем и отводящем каналах кожуха насоса (т. е. во всасывающем и напорном патрубках). Большая скорость в последних допускается, с одной стороны, потому, что при этом запорные приспособления получаются меньших размеров, более удобными для обслуживания, и, кроме того, при этом уменьшается вес и размеры самого насоса; с другой же стороны потому, что при этом трение в каналах вследствие незначительности их длины почти не увеличивается. В непосредственной близости перед насосом и за ним производят при помощи конических переходов присоединение его к трубопроводам. Скорости воды прини-

мают во всасывающем трубопроводе в пределах от 1 до 2 *м/сек*, а в нагнетательном трубопроводе обычно допускают большие скорости, так как тут приходится учитывать только сравнительно незначительные потери трения. Подвод воды от входного патрубка к рабочему колесу следует в целях получения большой высоты всасывания (§ 79) выполнять таким образом, чтобы скорость почти до самого колеса оставалась возможно малой (для получения малых сопротивлений течению) и затем на коротком участке возрастала до скорости входа c_{s}. Двойного преобразования скорости следует избегать.

Некоторые затруднения представляет подвод воды в том случае, когда вода не может быть подведена к колесу в направлении оси, как то, например, показано на фиг. 252, потому что необходимый при этом поворот на 90° уменьшает допустимую высоту всасывания (§ 78, в, *а*) и увеличивает длину насоса в осевом направлении. Обыкновенный всасывающий отвод (фиг. 253, 258 и 272), являющийся одним из простейших конструктивных решений, требует, однако, много места в осевом направлении. Кроме того, при этом недостаточно учитывается отрицательное влияние на поток вала и сальника. Однако при больших подачах эта конструкция отвода является наилучшим решением задачи, в особенности при наличии направляющей лопатки внутри колена (фиг. 299). Такие же выгодные условия входа дают конструкции, изображенные на фиг. 251 и 265, или спиральный подводящий канал (фиг. 120а). Последний, однако, дает из-за падения давления по направлению к оси нежелательное „закручивание" воды при входе. В многоступенчатых насосах кольцевое пространство около входа в колесо выполняют из соображений прочности вытянутым до самого фланца (фиг. 262), этим усиливается весьма нагруженный фланец крышки и сообщается нужная прочность и всей крышке. Вследствие несомненного наличия, вызванного такой конструкцией воздушного мешка, вода подводится здесь невыгодно, так как образуются вихри, а скорости по всасывающему отверстию распределяются неравномерно. В особо критических случаях эта неравномерность уничтожается путем устройства специальных направляющих лопаток или выравнивающих решеток.



Фиг. 247. Кольцевой канал без укрепляющих лопаток.

При расчете кожуха на прочность следует иметь в виду, что при закрытой задвижке давление за последней ступенью значительно выше нормально развиваемого напора.

Наиболее неблагоприятны напряжения в водоотводящем спиральном или кольцевом кожухе, если только они не были усилены анкерными болтами или ребрами, которые в этом случае должны являться продолжением направляющих лопаток (фиг. 238, 303а). В этом случае наиболее напряженным является не сечение *xx* (фиг. 247), а подобно тому как в выпуклых котельных днищах, сечение *yy* в том месте, где внешняя выпуклая стенка проходит в плоскости, перпендикулярной к оси. Для того чтобы учесть разгрузку, вызываемую конструктивным выполнением внутренней части насоса, а при многоступенчатых насосах — вызываемую устройством уравнительного диска, удобнее всего пользо-

ваться уравнением, выведенным [1] для расчета днищ жаротрубных котлов, согласно которому величина наибольшего напряжения равна

$$\sigma = 0{,}45\ p\,\frac{r_a - r_i}{s^2}\left(r_a - r_i - 2e + \frac{5e^2}{h + 2e}\right). \tag{21}$$

Здесь величины, входящие в уравнение, обозначают в соответствии с фиг. 247:

p — давление жидкости в спирали или кольцевом пространстве кожуха;

s — толщину стенки в сечении yy;

r_a, r_i — внешний и внутренний радиусы (от оси насоса. — *Ред.*) кольцевого пространства; для спирали в качестве r_a берут наибольшую возможную величину, т. е. половину отрезка *IV-VIII* (фиг. 117b), отсеченного на прямой, проходящей через центр и через конечную точку языка x;

h — высоту „выпуклости" стенки кожуха;

e — при спиралях эксцентриситет середины отрезка *IV-VIII* (фиг. 117b).

В опасном сечении yy рекомендуется увеличивать толщину стенки s. В особо неблагоприятных случаях конструкция должна быть усилена ребрами, показанными на фиг. 247 пунктиром.

К напряжениям, даваемым уравнением (21), часто добавляются, напряжения, вызываемые монтажем и имеющие свой максимум также в сечении yy.

Если кожух насоса имеет разъем в горизонтальной плоскости, что встречается [2] в крупных конструкциях, а также при присоединении с обеих сторон других машин, то трубопроводы должны примыкать к нижней половине кожуха с тем, чтобы при съемке верхней части кожуха их не надо было бы отсоединять (фиг. 300 ÷ 302).

В верхней точке насоса должны быть выполнены устройства (краны) для удаления воздуха, а в нижней — для удаления воды. При многоступенчатых насосах они должны быть сделаны в каждой ступени. Воздушные краны необходимо открывать при заполнении насоса, а водяные — в случае демонтажа или при опасности замерзания. Штуцер для замеров давления должен находиться у всасывающего и нагнетательного фланцев [3].

P. КОНСТРУКЦИИ НАСОСОВ И НАСОСНЫХ УСТАНОВОК

Конструкции центробежных насосов чрезвычайно разнообразны и во всяком случае многостороннеи, чем конструкции других ротационных машин, например, водяных или паровых турбин, так как у первых не только расход и напор меняются в значительно больших пределах, чем у последних, но также и потому, что оказывают значительное влияние и типы привода и присоединений и химические и физические свойства

---

[1] См. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., тетр. 51/52, приложение стр. 89 и 105; Hütte, изд. 23 или 24, т. I, 4 раздел, V.

[2] В США принято делать разъем горизонтальным и для малых насосов.

[3] Regeln für Leistungsversuche an Kreiselpumpen, Berlin, VDI-Verlag.

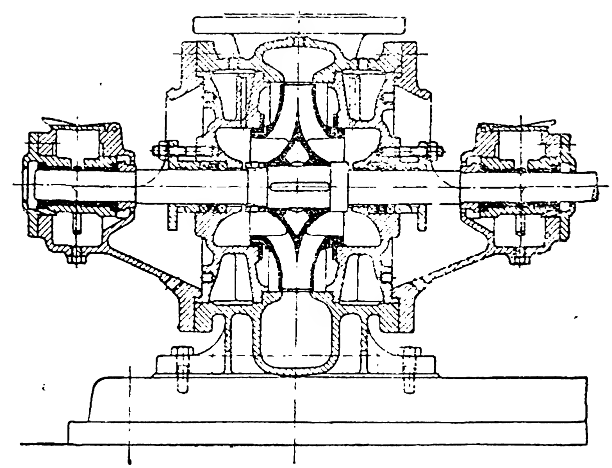
подаваемой жидкости. Поэтому в дальнейшем приводятся описания лишь наиболее интересных конструкций и их основных признаков.

Центробежные насосы подразделяются на насосы низкого, среднего и высокого давления. Признаки, полагаемые в основу этого подразделения конструкций, различны. Большей частью насосами низкого давления считают одноступенчатые насосы без направляющего аппарата за колесом; насосами среднего давления — одноступенчатые насосы с направляющим аппаратом и насосами высокого давления — многоступенчатые насосы.

Другим признаком служит быстроходность (§ 81), т. е. коэфициент быстроходности (удельное число оборотов), который, если отбросить неправильно выполненные конструкции у насосов низкого давления, выше, чем у насосов среднего давления, а у последних выше, чем у насосов высокого давления.

107. ОДНОСТУПЕНЧАТЫЕ НАСОСЫ БЕЗ НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА (НАСОСЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ)

а) Двухстороннее всасывание. Двухстороннее всасывание воды при достаточной быстроходности целесообразнее, чем одностороннее, так

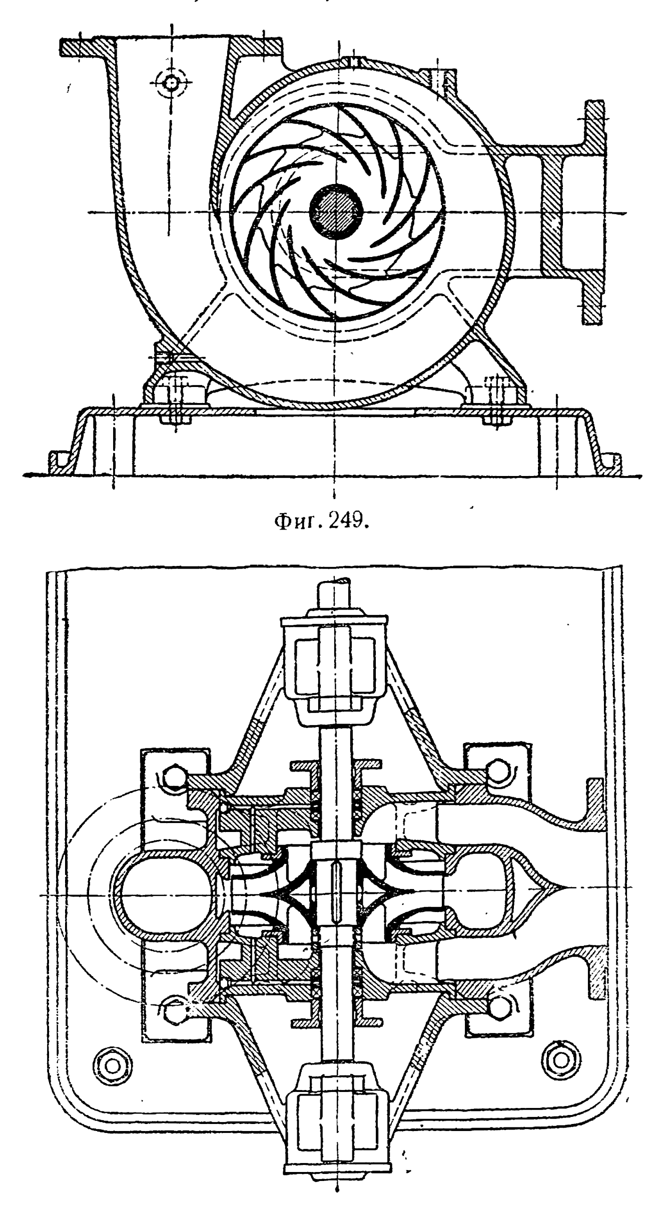


Фиг. 248. Центробежный насос низкого давления с двухсторонним всасыванием. Завод Эсслинген.

как этим уменьшается входной диаметр, благодаря чему можно избежать применения лопаток двоякой кривизны. Кроме того, осевое усилие уравновешивается почти полностью. Правда, при конструировании таких насосов, по меньшей мере малых и средних производительностей, возникает необходимость расположения подводящих каналов внутри кожуха; при этом получается неблагоприятная и неудобная для выполнения конструкция водоподводящих каналов, но зато она позволяет ограничить длину машины в осевом направлении и дает возможность демонтировать насос без отъема всасывающего трубопровода.

На фиг. 248—250 изображен подобный насос. Направляющий аппарат заменен спиральным кожухом, расположенным по окружности рабочего колеса.

Оставшееся неуравновешенным осевое усилие воспринимается стопорными (установочными) кольцами, снабженными заточками для сбрызги-



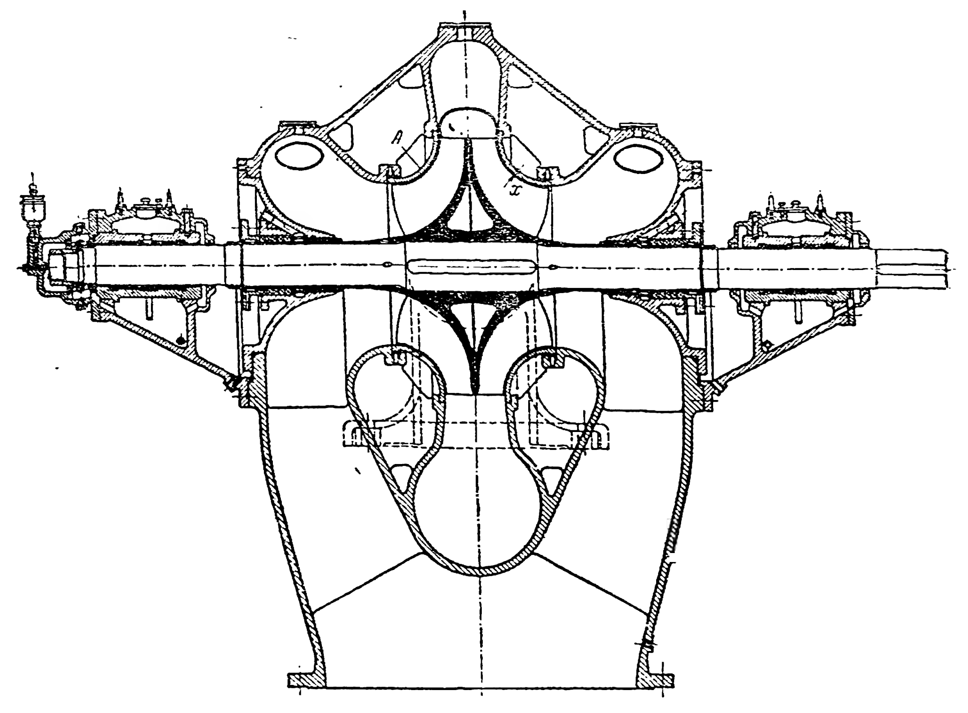
Фиг. 249.

Фиг. 250.

Фиг. 249 и 250. Другие проекции того же насоса фиг. 248 (завод Эсслинген).

вания масла. Крышки насоса прижимаются к корпусу фланцами тела подшипников и уплотнены круглой резиновой прокладкой. Кожух совершенно симметричен относительно средней плоскости, что позволяет применять его при любом направлении вращения.

Расположение всасывающих каналов внутри кожуха и крышек привело к довольно резкому повороту канала на 90° непосредственно перед входом в колесо. Это влечет за собой понижение всасывающей способности насоса (см. § 78b, α). Поэтому при больших производительностях водоподводящие каналы выполняют в виде колен (подобно фиг. 258) (этим значительно уменьшается вес кожуха и крышек — *Ред.*),



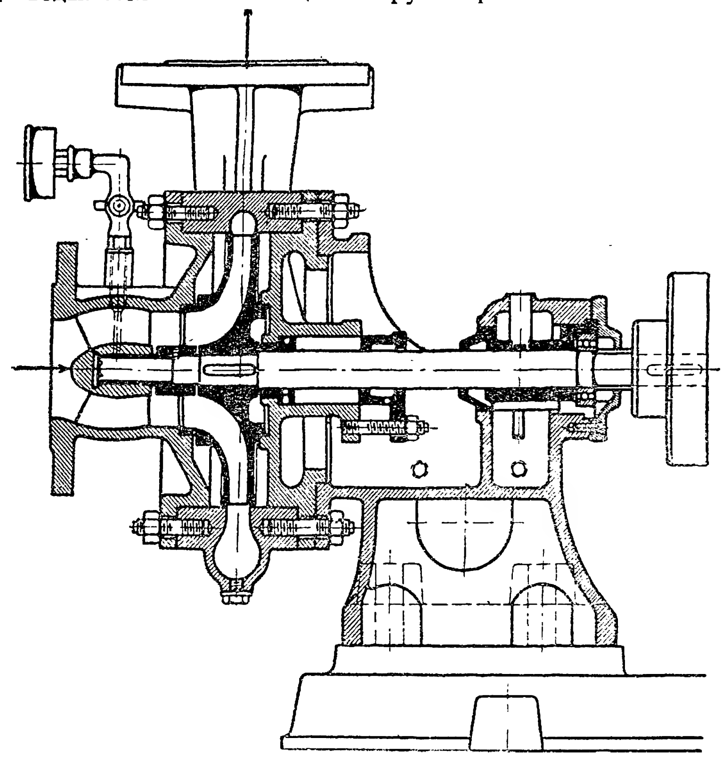
Фиг. 251. Насос низкого давления большой производительности с горизонтальным разъемом кожуха с открытыми колесами (без передних стенок) (Borsig-Hall, G. m. b. H., Berlin).

что, однако, удлиняет вал, добавляет один всасывающий фланец и, кроме того, при демонтаже насоса вызывает необходимость отсоединять всасывающий трубопровод.

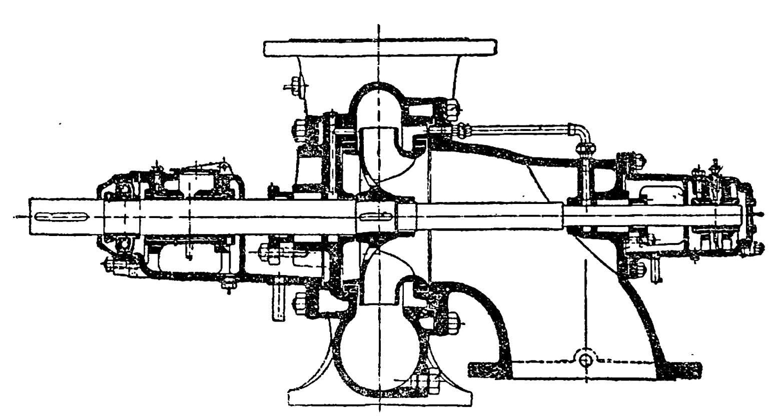
На фиг. 251 показан разрез большого насоса низкого давления (1,7 $м^3/сек$ при 42 $м$ и при 735 об/мин), в котором согласно вышеизложенным соображениям подвод воды к колесу выполнен при возможно больших радиусах кривизны и кожух которого разнимается ч в горизонтальной плоскости. Далее следует отметить, что рабочее колесо выполнено без внешних (передних) стенок, роль которых теперь несут стенки A, являющиеся частью кожуха; таким образом лопатки (двоякой кривизны) вращаются вдоль этих стенок при небольшом зазоре x. По сообщениям фирмы, несмотря на большой напор и при высотах всасывания до 5 $м$, кавитации не наблюдалось совсем.

b) Одностороннее всасывание. При меньшей быстроходности, т. е. при меньшем расходе воды для тех же напора и числа оборотов, каналы сдвоенного колеса могут получиться слишком узкими. В этом случае применяют односторонний подвод воды к колесу, конструктивное

выполнение которого к тому же более просто, чем двухстороннего подвода воды. Если всасывающий патрубок расположить с конца, про-



Фиг. 252. Насос низкого давления с односторонним всасыванием (Weise Sohne).



Фиг. 253. Конструкция для больших мощностей (Klein, Schanzlin & Becker).

тивоположного приводу (фиг. 252), то возможно осуществить подвод воды к колесу, не применяя сальника и какого бы то ни было колена. Правда, при этом подшипник со стороны всасывания приходится расположить в водяном пространстве.

В случае конструкции, изображенной на фиг. 252, последний представляет собой металлическую втулку, смазываемую густой смазкой, у насосов малых размеров часто встречается консольное расположение рабочего колеса на конце вала, чем достигается совершенно свободный подвод воды [1].

Весь кожух насоса приболчен к станине, так что при этом нагнетательный патрубок может быть повернут в любую сторону. Здесь кожух также совершенно симметричен. Такого типа насос особо хорошо подходит для массового производства. Осевое усилие уравновешивают посредством отверстий во втулке колеса (на чертеже не показаны) или посредством каналов, сообщающих пространства по обеим сторонам колеса (фиг. 222 и 223) друг с другом. Оставшаяся неуравновешенной часть осевого усилия воспринимается шариковым подшипником (фиг. 252), расположенным со стороны привода.

Наряду с этим типом применяется также и конструкция, приведенная на фиг. 253. Эта конструкция отличается более совершенным устройством подшипников и поэтому применима для насосов больших производительностей.

108. ОДНОСТУПЕНЧАТЫЕ НАСОСЫ С НАПРАВЛЯЮЩИМ АППАРАТОМ (НАСОСЫ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ)

Спиральный кожух может заменять направляющий аппарат без значительного снижения к. п. д. лишь до тех пор, пока конечные сечения спирали, правильно конструируемые на основе приведенных в § 52 и 53 методов расчета, получаются достаточно большими и при этом не имеется резкого расширения при переходе к выходу. Это возможно при сравнительно больших расходах подаваемой воды и не слишком больших напорах, т. е. при достаточно высокой быстроходности. Если расход воды меньше или напор больше того, который соответствует указанному условию, то устройство направляющего аппарата, т. е. переход к типу насосов среднего давления, всегда окажется выгодным. Наличие направляющего аппарата обусловливает значительное увеличение диаметра кожуха.

а) **Двухстороннее всасывание.** На фиг. 254 и 255 изображена конструкция этого рода. Вместо спирального кожуха здесь применен кожух симметричный относительно вертикальной плоскости, проходящей через ось насоса. Для получения одинаковых скоростей в обеих половинах нагнетательной камеры концы направляющих лопаток загнуты соответствующим образом и, кроме того, поставлены направляющие перегородки.

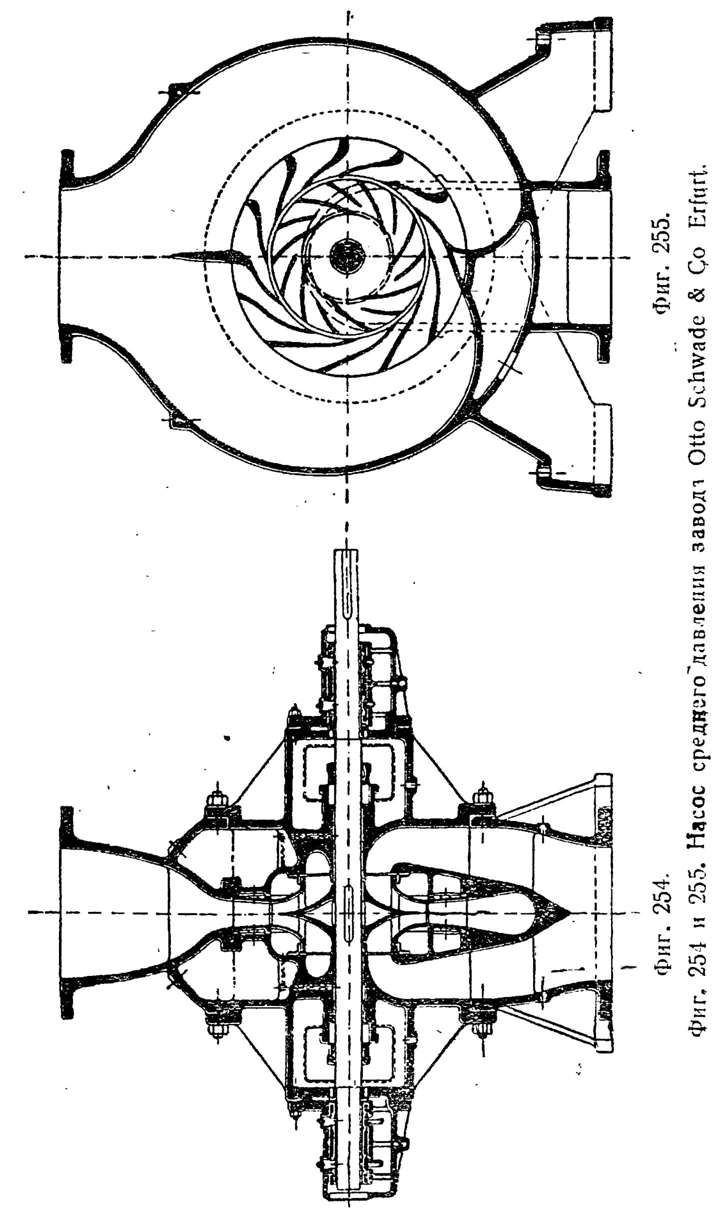
Сильное отклонение воды с правой стороны неблагоприятно влияет на поток в направляющих каналах. Кроме того, наличие перегородок уничтожает преимущество кольцеобразной камеры перед спиральным кожухом, заключающееся в независимости от направления вращения. Ввиду этого также и кожух выполнен, как и прежде, симметричным относительно вертикальной плоскости, перпендикулярной к оси.

У насоса, изображенного на фиг. 256—257, кольцеобразная камера, охватывающая направляющий аппарат, обладает постоянным сечением, но направляющие перегородки отсутствуют, так что кожух пригоден

---

[1] См. Z. VDI, 1923, стр. 800; Z. VDI, 1910, стр. 2207.

для любого направления вращения. Поэтому оказалось возможным без ущерба для разностороннего применения отлить со стороны привода заодно кожух и крышку. Сужение сечений кольцеобразной камеры

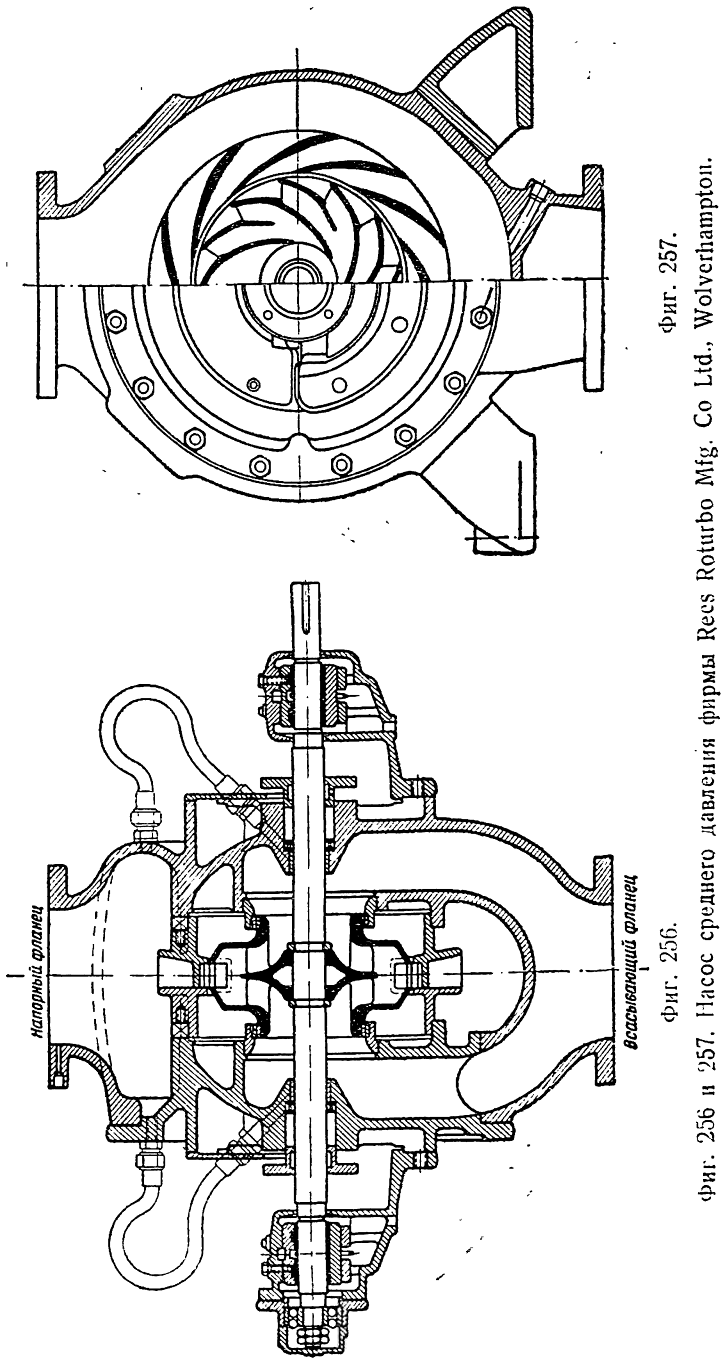


Фиг. 254. Фиг. 255.

Фиг. 254 и 255. Насос среднего давления завода Otto Schwade & Co Erfurt.

всасывающими каналами отражается на работе насоса неблагоприятно только в тех случаях, когда всасывающий и нагнетательный патрубки не направлены в прямо противоположные стороны. Приведенная конструкция замечательна еще очертаниями рабочего колеса, сильно отличающегося от обычных форм. Ширина его в средней части очень велика и довольно резко сужается у периферии до обычных размеров. Этим

согласно § 34b концы рабочих лопаток сделаны слабо работающими или не работающими совсем, а трение в каналах рабочего колеса



Фиг. 257.

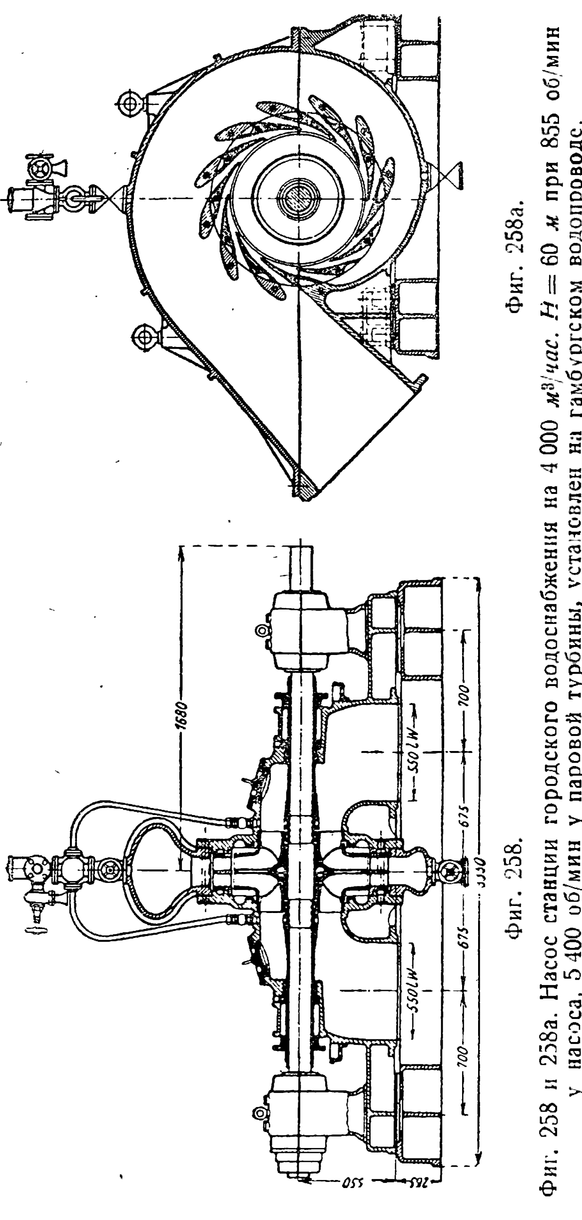
Фиг. 256.

Фиг. 256 и 257. Насос среднего давления фирмы Rees Roturbo Mfg. Co Ltd., Wolverhampton.

уменьшено. Эта ненагруженность концов лопаток затрудняет образование мертвых пространств у выхода и обеспечивает стекание по каса-

тельной. Однако резкое изменение ширины при выходе заставляет опасаться недопустимого сжатия струи.

В таких одноступенчатых насосах правильно сконструированный спиральный кожух все-таки предпочтительней, чем плоская кольцевая камера неизменяющегося сечения, что особенно следует иметь в виду для машин крупных размеров. На фиг. 258 и 258а изображен насос Гамбургской водопроводной станции, приводимый в движение паровой турбиной при посредстве зубчатого привода (фиг. 314). Надо обратить внимание на весьма тщательно выполненный подвод воды к колесу, имеющий притом еще и направляющий аппарат.



Фиг. 258а.

Фиг. 258.

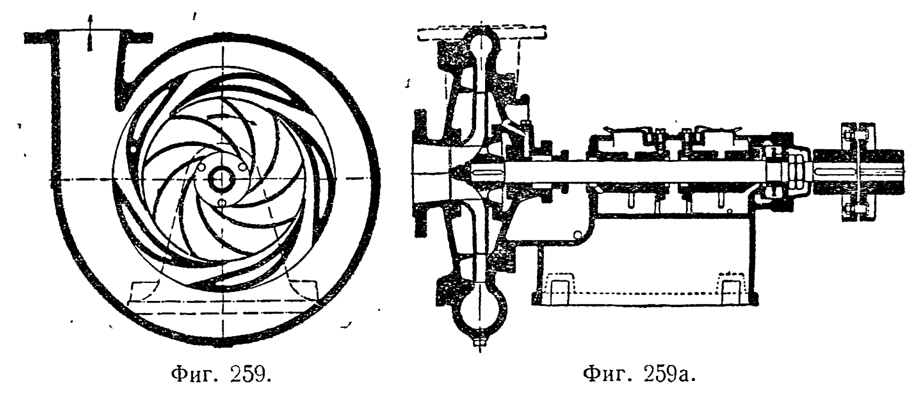
Фиг. 258 и 258а. Насос станции городского водоснабжения на 4 000 $м^3/час$. $H = 60$ $м$ при 855 об/мин у насоса, 5 400 об/мин у паровой турбины, установлен на гамбургском водопроводе.

b) Одностороннее всасывание. Как то видно из фиг. 259—259а, характер выполнения таких насосов в основном соответствует вышеописанной конструкции без направляющего аппарата, в которой остающаяся осевая сила воспринимается двухсторонним шариковым подшипником. Мощная станина подшипников несет на себе (подобно насосу, изображенному на фиг. 252) кожух насоса, могущий быть повернутым вокруг горизонтальной оси, с колесом, консольно закрепленным на валу.

Особой конструкцией для очень малых подач является изображенный на фиг. 260 насос для домового водоснабжения [1], у которого рабочее

[1] Schmidt, Die Hauswasserversorgungsanlagen mit elektrischem Betrieb, Z. VDI, 1916, стр. 234.

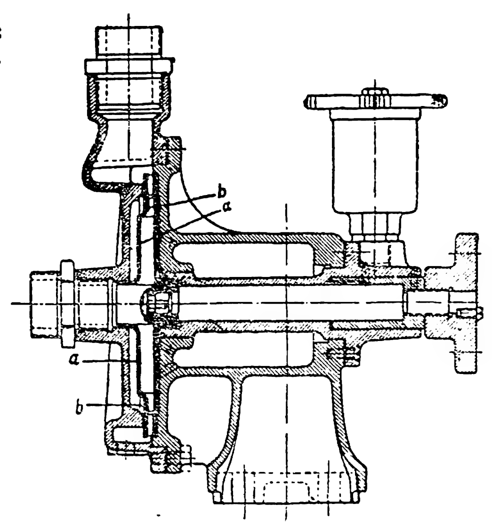
колесо также насажено на консоли вала. Необыкновенно маленький входной диаметр обусловлен малым расходом воды, которому по существу соответствовала бы многоступенчатая конструкция насоса [1].



Фиг. 259. Фиг. 259а.

Фиг. 259 и 259а. Одноступенчатый насос с направляющим аппаратом (Gerbr. Sulzer A. G. Ludwigshafen).

Несмотря на то, что можно было ожидать больших потерь на трение колеса о воду, к. п. д. этого насоса все же равен 48%, что объясняется тем, что как направляющий аппарат, так и рабочее колесо обработаны со всех сторон. Ради последнего рабочее колесо было отлито без передней стенки. Чтобы, несмотря на незначительность расхода воды, избежать слишком малого расстояния между направляющими лопатками, ширина рабочего колеса у выхода сильно уменьшена, подобно тому как на фиг. 68а и 256. Получающийся при этом узкий венец *b*, еще снабженный лопатками, надет на рабочее колесо. Лопатки направлены радиально, следовательно, независимы от направления вращения. Возникающий вследствие этого удар при входе в колесо может быть допущен, если принять во внимание малый размер входного диаметра. Вместо устройства сальника в качестве уплотняющего приспособления использован подшипник, смазываемый тавотом.



Фиг. 260. Насос Микра для домашнего водопровода фирмы Вейзе на 1 *л. с.* и напор 35 *м* при 3000 об/мин.

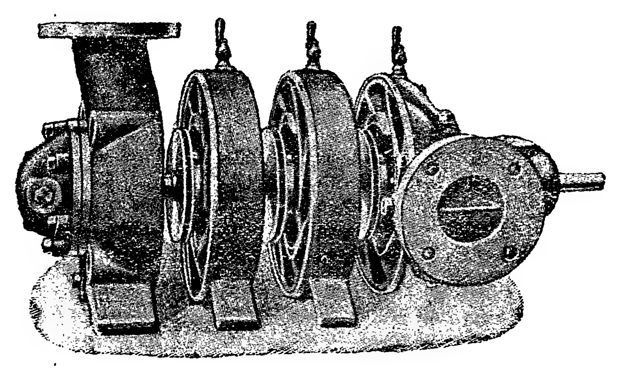
С целью создания охлаждающей циркуляции в кольцевом пространстве, охватывающем подшипник, в стенке кожуха, прилегающей к задней стороне колеса, предусмотрен ряд отверстий.

---

[1] См. уравнение (35) § 74.

109. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ НАСОСЫ

Наряду с приспособлениями для уравновешивания осевого давления, которые уже были рассмотрены выше, важнейшим отличительным признаком различных конструкций насосов является способ соединения отдельных ступеней в одно целое. Различают две основных конструкции: 1) „кожуховый“ тип, 2) „секционный“ или „кольцевой“ тип. У первого типа, появившегося раньше, все ступени, т. е. рабочие колеса и направляющие аппараты с обратными каналами, помещены внутри общего кожуха и закреплены при помощи крышки кожуха (фиг. 262—264). У насосов секционного типа, который в Германии впервые был выполнен заводом Егер и К⁰ (Jaeger & Co) в Лейпциге, корпус насоса составлен из отдельных колец-секций таким образом, что каждое из них представляет собой одну ступень (фиг. 261). К ряду таких секций по концам примыкают концевые секции, имеющие: одна

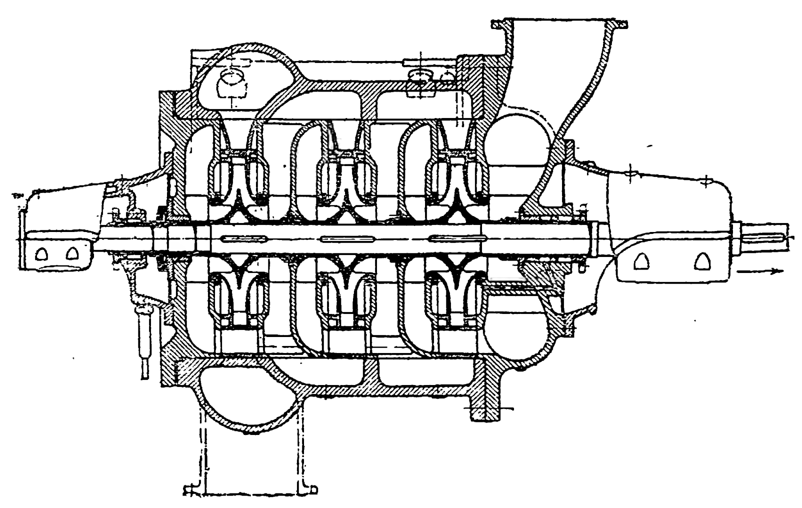


Фиг. 261. Секционированный насос в разобранном виде (Jaeger & Co, Leipzig).

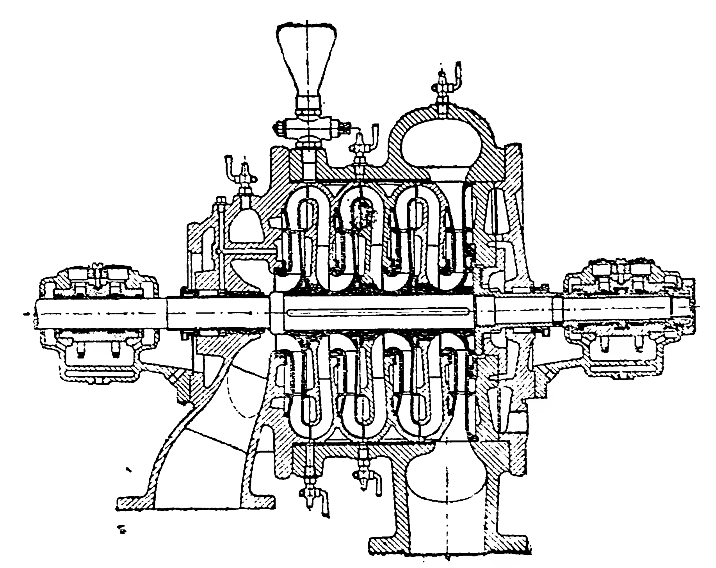
Фиг. 262. Шестиступенчатый насос фирмы Зульцер.

всасывающий, а другая — нагнетательный патрубки. Как правило, все эти секции стягиваются сквозными стальными болтами (фиг. 267 и след.).

Касаясь достоинств и недостатков обеих конструкций, можно привести следующие точки зрения:



Фиг. 263. Трехступенчатый насос фирмы Зульцер с сдвоенными колесами для больших мощностей (20 $м^3/мин$, напор 300 *м* при 1 250 об/мин, 1 800 *л. с.*)



Фиг. 264. Многоступенчатый насос Эшер-Весс.

У кожухового типа в случае разборки насоса кожух с примыкающими к нему трубопроводами остается на месте. Это имеет то преимущество, что даже при не совсем умелом обращении насос после сборки остается выверенным. Кроме того, не приходится отнимать тя-

желых трубопроводов; поэтому не приходится опасаться неплотностей во фланцах.

Недостатком является то, что при отсутствии разъема в горизонтальной осевой плоскости извлечение центрированных в кожухе частей, которые должно при этом перемещать друг за другом в осевом направлении, часто бывает весьма затруднительным, так как эти части после более или менее продолжительной работы в известной мере как бы срастаются с кожухом в результате химических воздействий и отложений. Это срастание, поскольку оно является следствием ржавчины, может быть устранено, если снабдить кожух или вставляющиеся части бронзовой обкладкой (фиг. 264) или если сделать на соприкасающихся поверхностях заточки, в которые перед разборкой накачивают керосин (при помощи маленького ручного насоса — *Ред.*). Кроме того, целесообразно доводить величину соприкасающихся поверхностей до безусловно необходимого минимума (фиг. 264).

На всякий случай во всех таких частях необходимо сделать отверстия с резьбой для ввинчивания в них болтов с проушинами, при помощи которых части могли бы быть извлечены из кожуха.

Для избежания указанных затруднений кожухи в настоящее время весьма часто делают с разъемом в осевой горизонтальной плоскости. Такие конструкции в США применяются почти во всех случаях, даже для одноступенчатых насосов.

Секционный тип делает возможным легкую разборку даже при неблагоприятных условиях. Для того чтобы избежать прогиба вала при передвигании отдельных секций, рекомендуется снабжать каждую секцию ножками и удлинять обрабатываемые части (рейки) фундаментной плиты таким образом, чтобы секции при выдвигании двигались как бы по направляющим. Так как очертания направляющих аппаратов и обратных каналов одинаковы для всех ступеней, то возможно серийное производство секций. Возможно также увеличить число ступеней путем добавления секций с рабочими колесами и направляющими аппаратами и смены вала. Секционный тип насоса надежнее сопротивляется давлению изнутри, так как межсекционные перегородки (стенки), объединенные с кольцами, значительно укрепляют их, напряжений же в отливке (из-за усадки — *Ред.*) можно и не опасаться. Правда, каждая секция в отдельности должна быть снабжена уплотнением, что все же при надлежащем выполнении не представляет затруднений. Этот недостаток, так же как и необходимость в повторной выверке насоса после сборки, в отъеме и укреплении трубопроводов, компенсируется с избытком вышеупомянутыми преимуществами. Во всяком случае в течение последних лет почти все германские фирмы, занимающиеся постройкой центробежных насосов, перешли к изготовлению насосов секционного типа.

Присоединения труб у насосов, имеющих особое приспособление для уравновешивания силы осевого давления, выполняются всегда таким образом, чтобы уравновешивающее приспособление, расположенное у свободного конца насоса, было легко доступно. По этой причине всасывающий патрубок у этих насосов всегда располагается со стороны мотора. Это расположение предпочитается у насосов кожухового типа также и в случае применения других способов уравновешивания. В этом случае при разборке насоса нет надобности снимать крышку

со стороны всасывания, к которой примыкает всасывающий трубопровод. Лишь при устройстве подшипника со стороны всасывания, окруженного со всех сторон водой, как то показано на (фиг. 273), нагнетательный патрубок приходится помещать со стороны мотора.

Заводы бр. Зульцер (в Винтертуре и Людвигсгафене на Рейне) первыми на европейском континенте занялись в 1897 г. постройкой многоступенчатых центробежных насосов. Правда, машины этой фирмы не дали в то время ничего существенно нового[1]. Но все-таки, фирме Зульцер принадлежит заслуга значительного усовершенствования этих насосов в конструктивном отношении.

В первоначально принятой конструкции насоса уравновешивание силы осевого давления было проведено по схеме фиг. 220. Недостатки этой схемы, перечисленные выше при описании фиг. 220, побудили перейти к конструкции, изображенной на фиг. 262, с одинаковым направлением потока во всех ступенях и общим для всех ступеней уравновешивающим приспособлением. При этом было достигнуто обращающее на себя внимание укорочение осевой длины отдельных ступеней. Кожуховый тип сохранен, хотя в настоящее время завод выпускает также и насосы секционного типа.

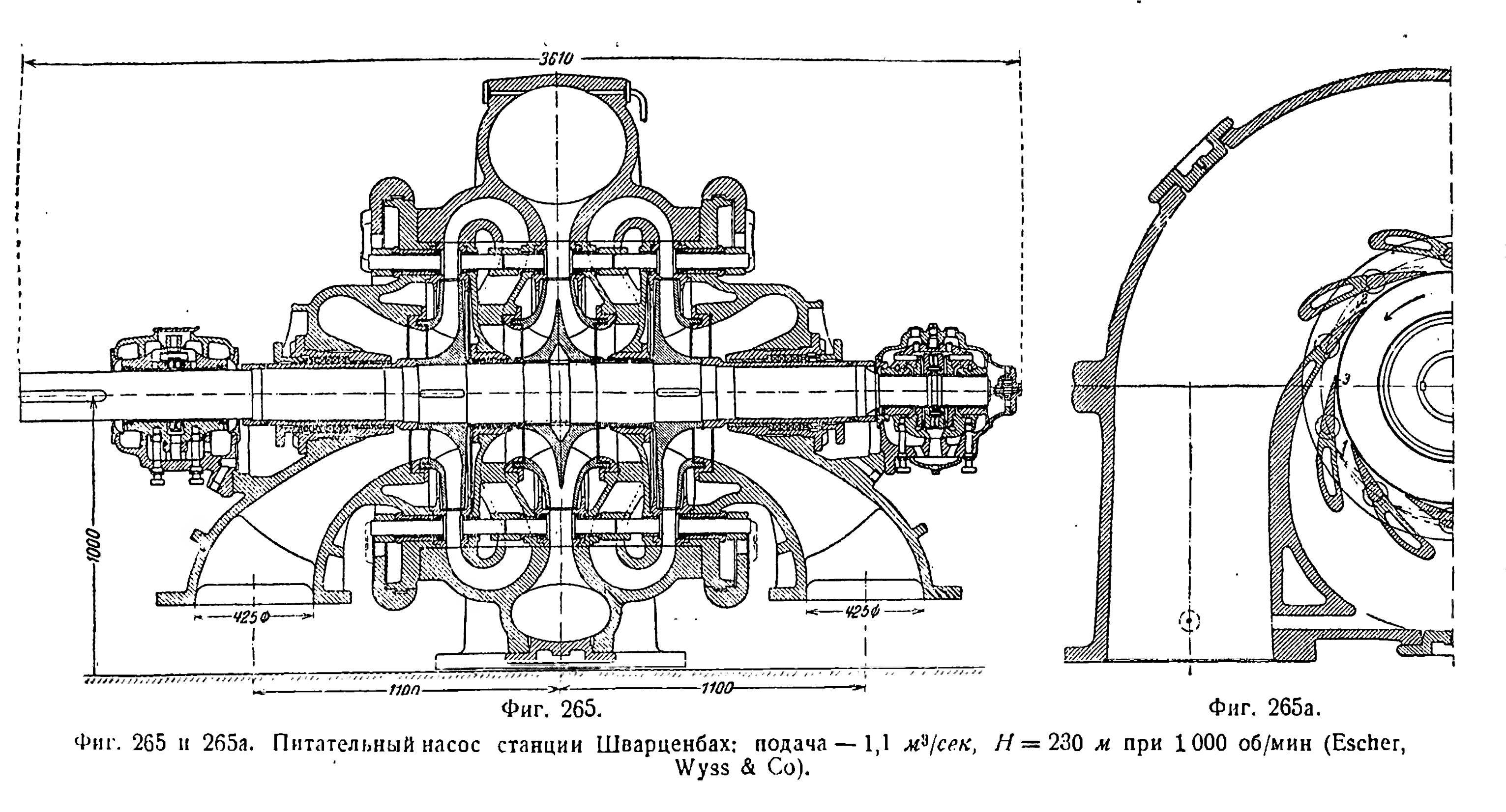
Для насосов большой производительности при расходе воды настолько большом, что предшествующая конструкция имела бы одну или самое большее две ступени, завод Зульцер дал конструкцию, изображенную на фиг. 263, в которой одновременно применяются разделение расхода за счет колес с двусторонним всасыванием и разделение напора за счет последовательного включения этих сдвоенных колес, т. е. в которой применяются два противоречивых (в смысле влияния на число оборотов) друг другу мероприятия. Разделение расходов имеет целью сделать возможным устройство нескольких ступеней, что необходимо (из-за большого напора) для недопущения кавитации (§ 79). Небольшая сила осевого давления, направленная в сторону всасывания, воспринимается уравновешивающим диском, расположенным с нагнетательной стороны насоса[2].

Кожуховый тип насосов строится также заводом Эшер-Висс и К^0 в Цюрихе. Такой насос показан на фиг. 264, причем в нем сила осевого давления уравновешивается при помощи устройства, описанного в § 100 в связи с фиг. 230. На фиг. 265 и 265а изображен двухступенчатый насос этой фирмы, в котором из-за большой его производительности (1,1 *м*^{3}/*сек* при 230 *м* и 1 000 об/мин) и из тех же соображений о кавитации (см. текст к фиг. 263) поток (расход) разделен по схеме фиг. 219а путем применения двустороннего всасывания. Этот насос, являющийся насосом гидроаккумуляционной установки Шварцен-

---

[1] Завод Нагель и Кэмп в Гамбурге уже в конце 60-х годов выпускал насосы с направляющим аппаратом, причем большие напоры достигались путем последовательного включения нескольких насосов (Dubell, Z. VD, 1904. стр. 1003). Точно так же в Англии по патентам известного гидравлика Осборна Рейнольдса уже в 1887 г. выпускались фирмой Матзер и Плэтт многоступенчатые насосы с направляющим аппаратом (Z. ges. Turbinenwes., 1912, стр. 390) (см. § 9 и 10).

[2] См. Heidebrock Z. VDI, 1923, стр. 797. Оттуда же взяты и фиг. 288 и 289. Подобная конструкция встречается в Z. VDI. 1924, стр. 1199.

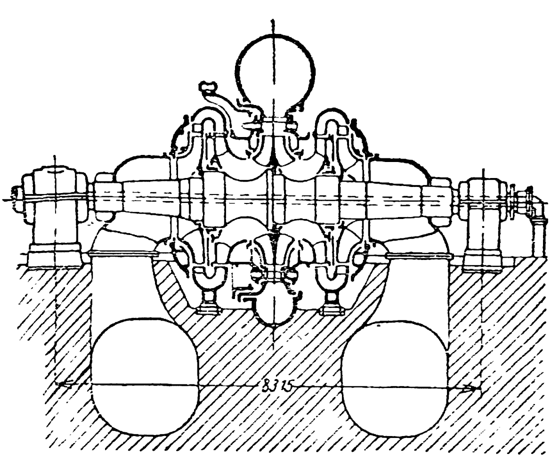


Фиг. 265.

Фиг. 265а.

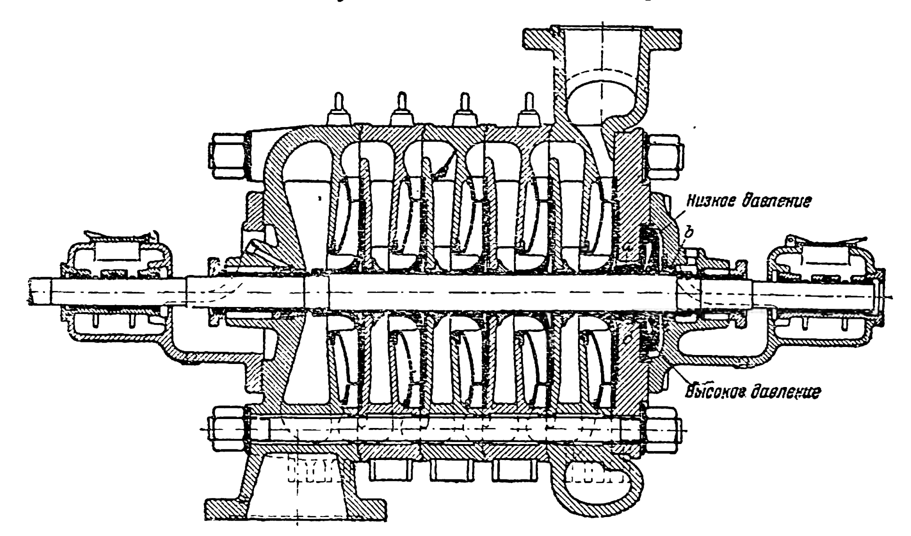
Фиг. 265 и 265а. Питательный насос станции Шварценбах: подача — 1,1 $м^3/сек$, $H = 230$ *м* при 1 000 об/мин (Escher, Wyss & Co).

бахской станции Баденского электрического общества (Badenwerk)[1], имеет разъем в горизонтальной плоскости и поворотные направляющие лопатки (§ 69с), связанные между собой в отдельных ступенях посадкой на общие поворачивающиеся валики. Для поворачивания этих лопаток служит расположенное снаружи регулирующее кольцо, которое посредством серег действует на рычаги, насаженные на валиках.



Фиг. 266. Насос гидроаккумуляционной установки Хердеке на 12 *м³/сек*, $H = 166$ *м* при 300 об/мин, мощность 32 500 *л. с.* Выполнен фирмами Voith Heidenheim und Sulzer, Ludwigshafen (см. § 115, с).

По причинам, изложенным в § 69с, направляющие лопатки многоступенчатых насосов делаются поворотными только в последней ступени. Такая конструкция изображена на фиг. 266. Это гидроаккумуляционный насос[2] с мощностью на валу, наибольшей из осуществленных в настоящее время. Конструкция замечательна тем, что в ней рабочие колеса выполнены без втулок и посажены непосредственно на запле-



Фиг. 267. Многоступенчатая конструкция насоса фирмы С. Н. Jaeger & Co, Leipzig.

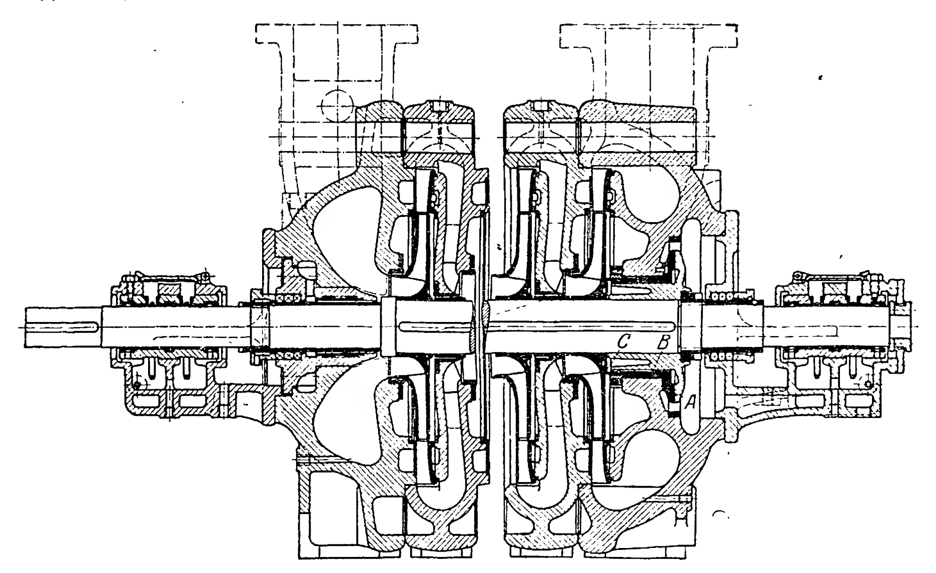
чики вала в целях наибольшего приближения кромок лопаток к оси для устранения кавитации. Из этих же соображений вал несколько

[1] См. также Z. VDI, т. 73 (1929), № 4, стр. 29; т. 68 (1924), стр. 1161 и след. Escher. Wyss. Mitt. 1928, № 2.

[2] Дальнейшие указания можно найти в Z. VDI, т. 74 (1930), стр. 881 и след.

утоньшен перед входом в колесо. Форма всасывающих труб выработана на основании специальных экспериментов. Уплотнение вала выполнено в виде лабиринтных сальников со смазкой водой.

С развитием насосов секционного типа тесно связано имя фирмы Егер и К° в Лейпциге. Изображенная на фиг. 267 современная конструкция насоса этого завода обладает той особенностью, что по обеим сторонам уравновешивающего диска имеются дроссельные каналы *a* и *b*. Так как уплотнения между отдельными секциями насоса расположены снаружи стягивающих болтов, то последние следует уплотнять отдельно.



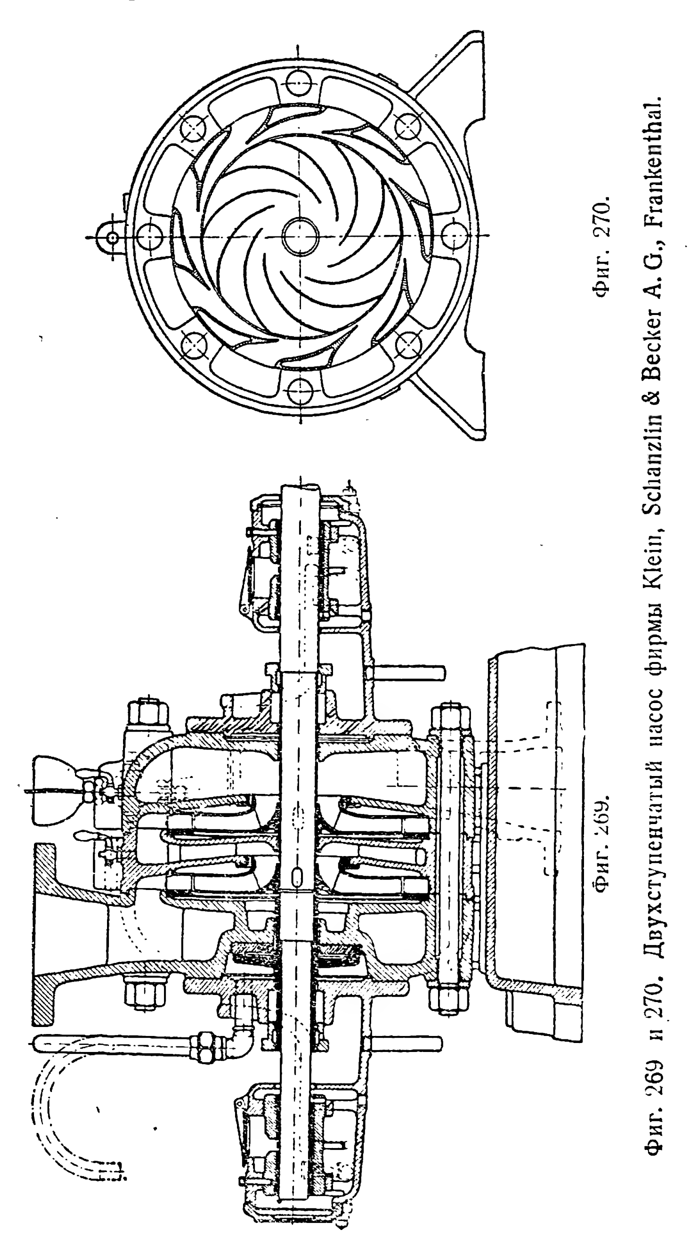
Фиг. 268. Конструкция фирмы Maffei-Schwartzkopffwerke.

В конструкции завода Маффей-Шварцкопфверке (ныне Эрхардт и Земер в Саарбрюкене), изображенной на фиг. 268, стягивающие болты помещены снаружи. Кроме этого в данной конструкции обращает на себя внимание устройство для уравновешивания силы осевого давления, описанное в конце § 100.

На фиг. 269 и 270 показана конструкция насоса завода Клейн, Шанцлин и Беккер (в Франкентале), в которой форма пространств со стороны всасывания и нагнетания отличается от обычной. При этом надо иметь в виду, что имеют значения не только соображения гидравлики, но и согласно § 106 — соображения прочности. Приливы, через которые проходят стягивающие болты, подобно конструкции, изображенной на фиг. 99, выполнены в виде продолжения направляющих лопаток.

В конструкции питательного насоса для котельных, изображенной на фиг. 271 и 271а (Эсслингенского машиностроительного завода), форма приливов для болтов так подогнана к форме направляющих каналов, что благодаря этому стало возможным несколько уменьшить внешний диаметр кожуха. При этом, однако, имеются дополнительные потери через зазор x, обусловленный невозможностью обработки стенок ко-

жуха в этих местах. Устройство для уравновешивания силы осевого давления описано в конце § 100, а устройство для охлаждения сальников в середине § 110.



Фиг. 270.

Фиг. 269.

Фиг. 269 и 270. Двухступенчатый насос фирмы Klein, Schanzlin & Becker A. G., Frankenthal.

Фиг. 272 изображает большой насос для водоснабжения, выполненный фирмой Клейн, Шанцлин и Беккер для Вюртембергского водопровода и подающий 46 *м*³/*мин* при напоре 148 *м* и 985 об/мин[1].

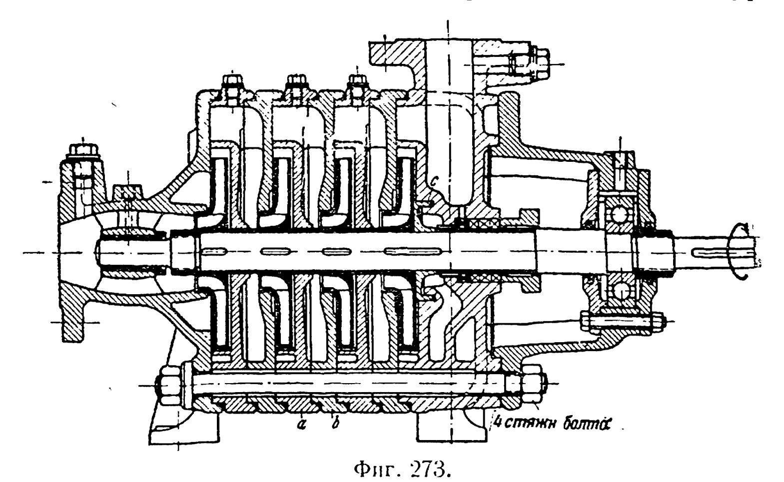
[1] Насос такого же размера, но с разъемом в горизонтальной плоскости описан в Z. VDI, т. 70 (1926), стр. 1521 и след.

Фиг. 271. Фиг. 271а.

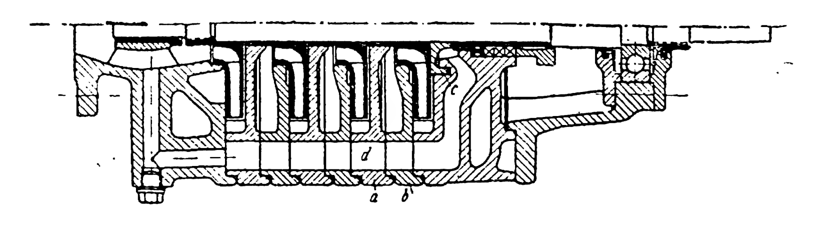
Фиг. 271 и 271а. Центробежный насос (завод Эсслинген).

Фиг. 272. Двухступенчатый насос большой мощности фирмы Klein, Schanzlin & Becker, подача 2 760 $м^3/час$, $H = 148$ *м* при 985 об/мин.

Для устранения кавитации, возможной также и в связи с большим напором, приходящимся на одну ступень, подвод воды со стороны всасывания выполнен с большими закруглениями; обращает на себя внимание связь между уравновешивающим приспособлением и охлаждением подшипников и связь последнего с „водяным затвором“ сальника на стороне всасывания. Колесо со стороны всасывания, несмотря на наличие уравновешивающего приспособления, выполнено со вторым кольцевым уплотнением и отверстиями во втулке, так как иначе уравнове-



Фиг. 273.



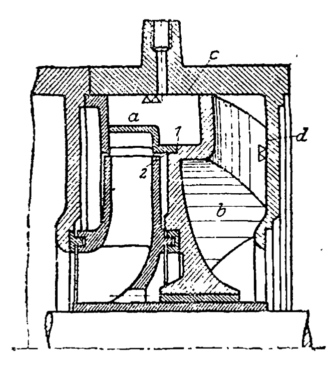
Фиг. 273а

Фиг. 273 и 273а. Секционированный насос с разборными секциями, подшипник с водяной смазкой на стороне всасывания и обводный канал d для выравнивания осевого давления.

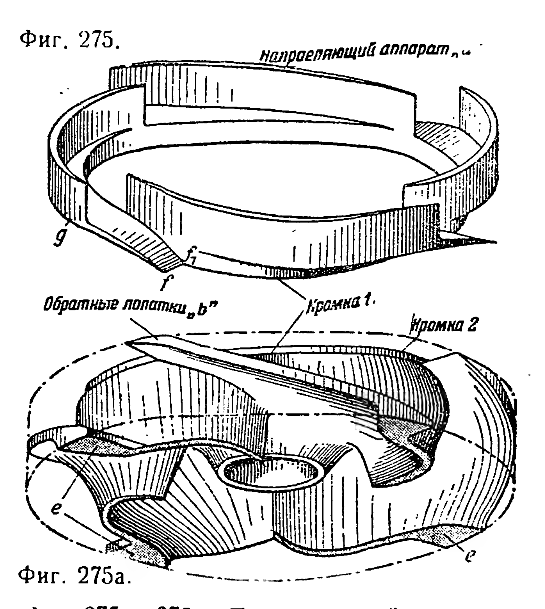
шивающий диск получился бы слишком большим. В направляющих лопатках имеются специальные проточные каналы, служащие для поддержания одинакового давления с обеих сторон колеса.

На фиг. 273 — 273а показана конструкция, выполненная для рыночной продажи. В этом насосе отдельные его секции разбиты на две части через обводные каналы (не имеющие лопаток), так что получаемые при этом части ступеней a и b не имеют стержней и могут быть отформованы на формовочной машине. Число стяжных болтов ограничено четырьмя. Уравновешивание силы осевого давления осуществлено помощью второго уплотняющего зазора c на последнем колесе и соединительного канала d, который соединяет внутреннее пространство за последним колесом со всасывающим патрубком (фиг. 273а).

Конструкция, отличная от всех вышеописанных, показана на фиг. 274; в ней применены направляющие устройства, аналогичные описанным в § 50с и изображенные в перспективе на фиг. 275 и 275а. В них вода сперва ведется к периферии, собственно, направляющим аппаратом. Кромка gf фиг. 275 лежит на цилиндрической поверхности корпуса. Кромка jf_1 является началом винтовой поверхности, которая сообщает воде осевое направление и далее подводит к обратным направляющим лопаткам b. Эти последние вначале также



Фиг. 274. Многоступенчатый насос Ernst Vogel, Stockerau b. Wien.



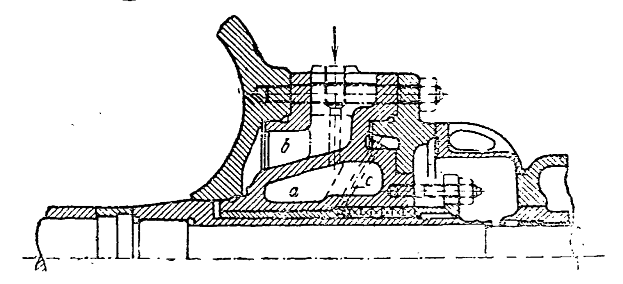
Фиг. 275 и 275а. Перспективный вид направляющего аппарата и обратных каналов насоса фиг. 274. Цилиндр, показанный на фиг. 275а пунктиром, указывает обработанные поверхности. Обечайка цилиндра лежит на поверхности c кожуха. Поверхности e лопаток лежат на поверхности d кожуха.

представляют собой винтовые поверхности, а затем изгибаются, переходя в радиальное направление. Цилиндрические и плоские поверхности, прилегающие к кожуху, являются одновременно и стенкой канала, так что последний доступен во всех точках. Радиальные габариты при этом невелики, осевые — значительно больше. Неправильная форма каналов, имеющаяся в некоторых местах, неблагоприятна для протекания воды. Кривые к. п. д. этих насосов не опубликованы.

110. НАСОСЫ ДЛЯ ГОРЯЧЕЙ ВОДЫ

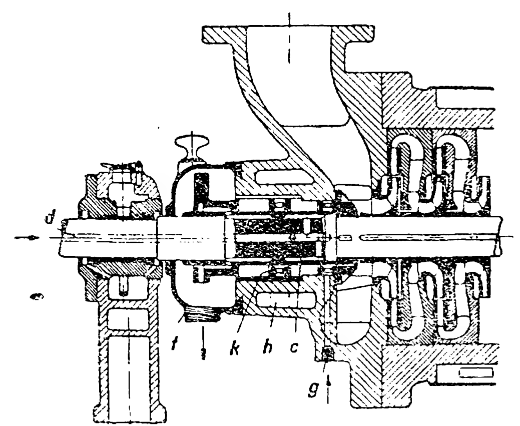
Весьма важной разновидностью многоступенчатых насосов являются насосы для горячей воды, данные о которых уже приводились в конце § 27, в примере II § 45 и в § 79а. Если температура воды выше, чем 100° С, то неплотности сальников вызывают их „парение", что затрудняет обслуживание и разрушает оборудование внутри машинного здания. Поэтому в случае температур, более высоких чем 100° С, вопрос охлаждения сальников является самым существенным. Охлаждение может осуществляться либо в виде поверхностного, либо путем впрыски-

вания. На фиг. 276 [1] изображено устройство для поверхностного охлаждения завода Вейзе-Зоне, основная идея которого применяется также и другими заводами [2], строящими насосы, и которая заключается в том, что пространство a, через которое протекает охлаждающая вода, охватывает гильзу сальника, но отделено от кожуха воздушным пространством b, чем избегаются излишние потери тепла. Воздушное пространство b может быть заполнено и теплоизолирующим материалом. Отверстие c должно служить для разгрузки (отвода сконденсировавшегося пара — *Ред.*) сальника.



Фиг. 276. Сальник с поверхностным охлаждением для всасывающей стороны насоса для подачи горячей воды (Weise Söhne).

Конструкция завода Зульцер (фиг. 277) [3] является переходной формой между поверхностным охлаждением и охлаждением впрыскиванием, а именно охлаждающая вода подводится сквозь канал d, сверленный внутри вала, во вращающееся пространство c, охватывающее вал, откуда проходит сквозь муфту сальника в сборник f и далее в питательный резервуар. Кроме этого охлаждающая вода в роли водяного затвора введена в пункте g внутрь сальника для того, чтобы вообще затруднить проникновение горячей воды сквозь сальник. Если подведение охлаждающей воды сквозь канал d в вал (что помимо всего охлаждает еще и подшипник) невозможно, то оно осуществляется через полость h в кольцевое пространство k в виде впрыскивающего охлаждения.



Фиг. 277. Подвод охлаждающей воды через вал в точке d и подвод воды для сальника в точке g (Зульцер).

Особые трудности представляют уплотнения на стороне нагнетания также и при наличии уравновешивающего диска. Во-первых, это уравновешивающее устройство при имеющихся высоких температурах из-за своих узких зазоров весьма чувствительно к образованию пара. Кроме того, при выходе из насоса вода обычно имеет более высокую темпе-

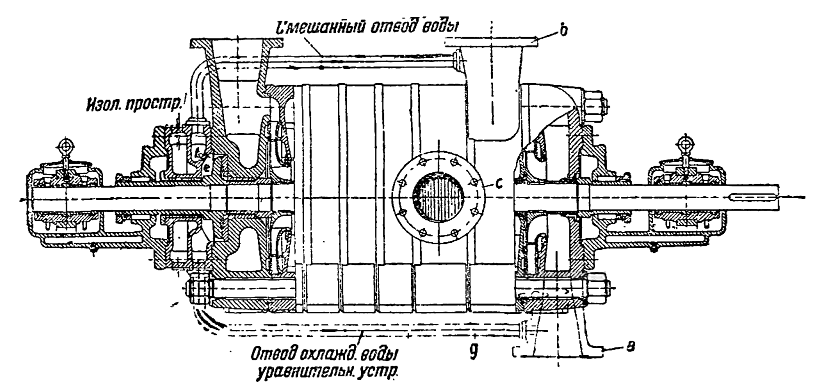
---

[1] Knörlein, Neue Turbo-Kesselspeisepumpen grosser Leistung, Wärme 1928, № 40 и 41.

[2] Патент 448231 используют заводы: Klein, Schanzlin u. Becker, Sulzer и Weise Söhne.

[3] Kissinger, Heisswasserpumpen, Wärme, 1931, № 10, стр. 181; Z. VDI 1929, № 12, стр. 395.

ратуру, чем при входе (совершенно независимо от того, что имеется влияние повышенной сжимаемости горячей воды и теплоты трения), поскольку к средним ступеням насоса[1] подводится конденсат более высокой температуры (например, от промежуточного перегревателя) или же поскольку имеет место промежуточный подогрев воды при помощи отбора пара или экономайзера. Таким образом в последнем случае питательный насос и насос для предварительного перегревателя в известной мере как бы объединяются, в результате чего отпадают два сальника для горячей воды. Этим объединением поэтому пользуются даже тогда, когда оно достигается лишь за счет уменьшения числа ступеней, т. е. согласно указаниям § 74 за счет уменьшения величины к. п. д. В конструкции, изображенной на фиг. 278, вода, после того как она в первых двух ступенях получила повышение да-



Фиг. 278. Комбинированный главный насос и насос для подогревателя с охлаждением воды в зазоре *f* (Klein, Schanzlin & Becker).

вления, необходимое для предварительного перегрева, выходит через патрубок *b* и возвращается от перегревателя к патрубку *c* с давлением, которое должно превосходить давление паров, соответствующее температуре воды[2].

Если вода из зазора уравновешивающего устройства отводится во всасывающий патрубок насоса (что, однако, не является безусловно необходимым), то охлаждать надо не только сальники, но также и воду, протекающую через зазор, для того чтобы при вводе ее во всасывающий трубопровод не образовывался пар. Для этой цели, как указано на фиг. 278[3], слегка подогретая охлаждающая вода отбирается от патрубка *b* и подводится в пространство *e*, находящееся вблизи уравновешивающего устройства, откуда она затем через маленькие отверстия *f* добавляется к горячей воде, протекавшей через зазоры. Смесь подается по трубе *g* к всасывающему патрубку или же в резервуар питающей воды.

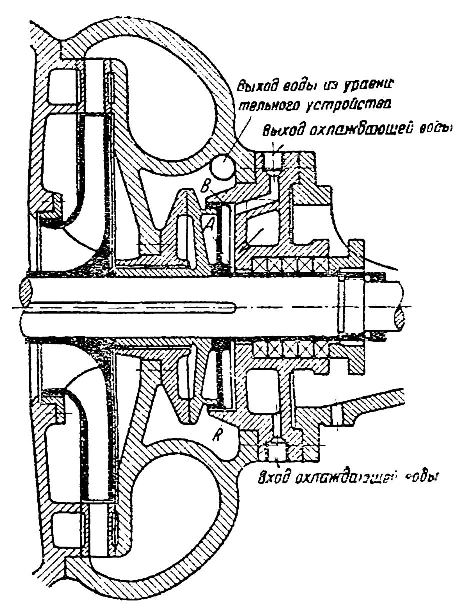
---

[1] Введение горячей воды должно происходить в раздробленном состоянии, чтобы образующийся пар конденсировался. При остановке насоса введение горячей воды должно прекращаться. См. Z. VDI, 1930, стр. 467.

[2] Такой отвод применяется также для того, чтобы от одного насоса питать котлы разного давления. В этом случае первые ступени рассчитываются на большие расходы.

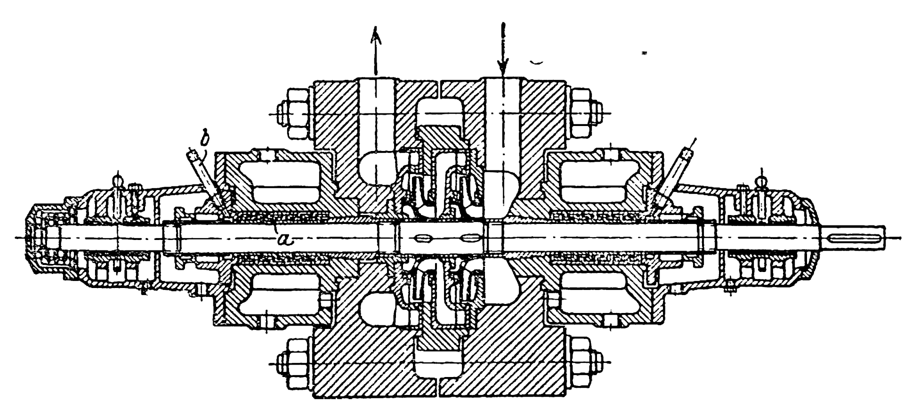
[3] Weyland, Z. VDI, т. 72 (1928), стр. 317; Wärme, 1930, № 24.

Однако можно сэкономить охлаждающую воду и одновременно улучшить охлаждение тем, что отказаться от охлаждения воды, протекшей через зазор уравновешивающего устройства, направляя последнюю прямо в резервуар питающей воды. В конструкции, изображенной на фиг. 271, это достигается отделением камеры уравновешивающего устройства E от сальника лабиринтным уплотнением D. Сальник в этом случае является уплотнением против охлаждающей воды, которая должна находиться при этом под давлением большим, чем давление в пространстве E, что в некоторых случаях бывает затруднительным. Поэтому стоит отметить конструкцию фиг. 278а, в которой сальник разгружается действием центробежных сил, вызванных диском R, и в котором можно осуществить охлаждение как поверхностное, так и впрыскиванием.



Фига. 278а. Сальник для горячей воды Ehrhardt und Sehmer.

Затруднения, вызываемые уравновешивающим устройством и сальниками для высокого давления, привели к тому, что некоторые заводы перешли к конструкциям насосов с двухсторонним подводом воды, аналогичным фиг. 219а или 221 (§ 99)[1]. Точно так же применяется



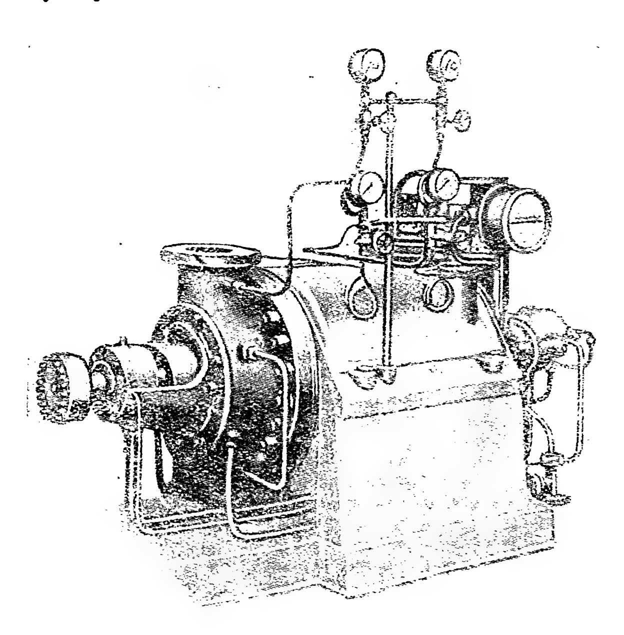
Фиг. 279. Питательный насос силовой станции в Мангейме на 100 *ат*. (Klein, Schanzlin & Becker).

уравновешивание по схеме фиг. 222 с одновременным при этом консольным расположением вала или с подшипником со стороны давления.

[1] Knörlein, Warme 1928, № 40 и 41.

окруженным со всех сторон водой[1]. Завод Эшер-Висс применяет двухсторонний подвод воды[2], располагая колеса таким образом, что сальник высокого давления находится лишь под давлением первой ступени.

При высоких давлениях, которые, например, необходимы для питания котлов[3], а также для подачи воды в гидравлические прессы, к изготовлению насосов и к материалу, разумеется, должны предъявляться особо высокие требования. На фиг. 279 показана конструкция двухступенчатого насоса силовой станции в Мангейме, создающая циркуляцию в стоатмосферном котле и, в особенности, в трубах его перегревателя. Циркулирующая вода имеет при этом температуру в 310° С. Крышки со стороны всасывания и нагнетания, а также и средняя часть корпуса насоса изготовлены поэтому из одного куска стали, что в особенности связано с своеобразностью формы крышек. Направляющие аппараты и рабочие колеса отлиты из электростали[4]. Охлаждаемые водой сальники имеют лабиринтные уплотнения[5], от внешних концов которых отведены к конденсатору разгружающие трубопроводы *b*. Внешнее уплотнение достигается сальником с мягкой набивкой.



Фиг. 279а. Насос для горячей воды с опорами в плоскости оси и теплоизолирующим кожухом (Зульцер).

Высокие температуры требуют учета расширения от теплоты. Для того чтобы ось вала оставалась все время на одной и той же высоте, опорную поверхность (между насосом и фундаментной плитой) располагают на высоте оси насоса (фиг. 279а), изолируя последнюю в тепловом отношении от насоса. Так как части внутри кожуха имеют более высокую температуру, чем кожух, то тепловые напряжения должны быть устранены введением эластичных прокладок.

---

1 Например, завод Ernst Vogel (в Штокерау около Вены).

2 Escher Wyss. Mitt., 1930, № 1; Wärme, 1929, № 17, стр. 328; Z. VDI, 1929, № 6, стр. 180.

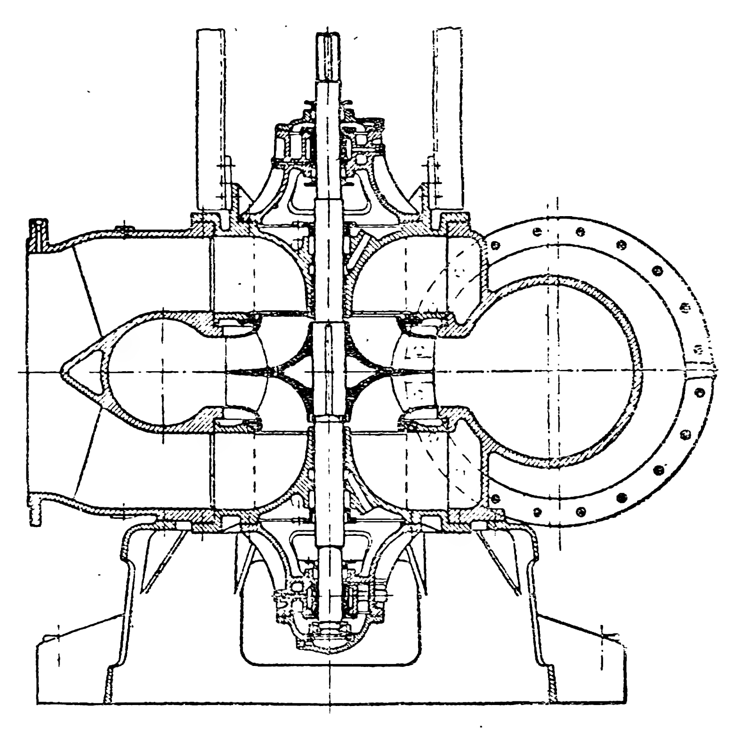
3 Weyland, Hochdruckkreiselpumpen für grosse Förderhöhen, Turb. u. Pump., 1930, тетр. 2.

4 В этих случаях также применяется монельметалл.

5 Германский патент 433008.

111. НАСОСЫ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ВАЛОМ

При наличии достаточного места для установки конструкция этих насосов в основе своей остается той же, что и у горизонтальных нососов. На фиг. 280 изображен одноступенчатый насос с двухсторонним подводом воды. Особо существенной деталью является подпятник, который здесь воспринимает также и вес рабочего колеса (за вычетом архимедовой поддерживающей силы) в том случае, если в насосе не предусмотрено гидравлического уравновешивания силы веса (путем выполнения шлифованных уплотняющих колец неодинакового размера).

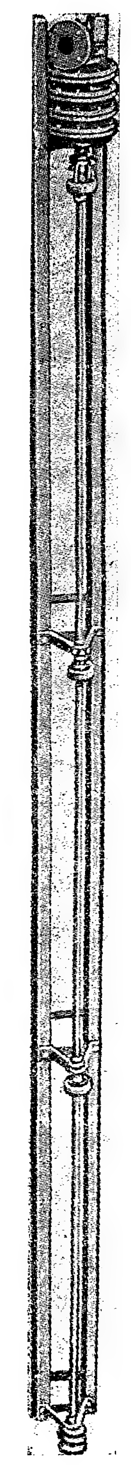


Фиг. 280. Вертикальный насос для подачи 60 $м^3$/мин, $H = 11$ м при 490 об/мин (Maffei-Schwartzkopffwerke).

Это уравновешивание, однако, совершенно исчезает в периоды пуска и остановки. В конструкции фиг. 280 подпятник выполнен в виде шарикового и расположен на нижнем конце вала. Насосы этого рода применяются для подачи охлаждающей воды в конденсационных устройствах и для откачки воды из колодцев, где эти насосы из-за учета местных особенностей ставятся ниже поверхности земли или пола.

В случае очень большого расхода воды для вертикальных насосов предпочтительнее конструкции с односторонним всасыванием, так как при этом водопроводящие каналы насоса значительно проще (фиг. 233а, 288).

Приспособления, уравновешивающие силу осевого давления и применяемые у многоступенчатых вертикальных насосов, и влияние их на конструкцию насосов уже рассматривались в § 101а.



Фиг. 281. Насос для колодцев Зульцер).

Если насос устанавливается в достаточно просторной колодезной шахте, то соединительный вал между насосом и мотором может поддерживаться подшипниками, прикрепленными к стенке или к специальной железной раме, вроде изображенной на фиг. 281.

Так как стоимость колодцев, обложенных каменной кладкой, весьма значительна, то в настоящее время все большее и большее применение находят так называемые глубокие шахтные, или скважинные, насосы. У этих насосов вал находится внутри нагнетательного трубопровода. Этот последний свободно висит на станине мотора и несет на себе вес кожуха и всасывающего трубопровода. Наиболее благоприятные диаметры скважин по Шульцу[1] лежат в пределах между 100 и 350 *мм*. Поэтому диаметры насосов приходится делать возможно малыми, в то время как длина их ничем не ограничена. Скважинные насосы должны иметь такую конструкцию, чтобы они могли работать и под водой.

Обычные радиальные насосы с отношением диаметров $\frac{D_2}{D_1} = 1{,}8 \div 2$ по указанным причинам годятся лишь для очень больших напоров, так как требуют значительных диаметров скважины. Фиг. 281а изображает такую конструкцию завода Зульцер. Эта же фирма применяет также и сдвоенные колеса, которые ставятся, подобно тому как это изображено на фиг. 263, в одиночку или группами друг за другом[2]. При нормальных глубинах скважин в настоящее время предпочитают описанную в § 91а коническую форму колес, при которой вода протекает в полуосевом направлении и при которой возможно получение достаточно длинных лопаток, даже при отношении $\frac{D_2}{D_1} = 1{,}3$, причем это не связано с какими-либо затруднениями в устройстве направляющих лопаток. Точно так же возможно применение лопаток одинарной кривизны, т. е. таких лопаток, выполненных по указаниям § 33, у которых образующая параллельна оси.

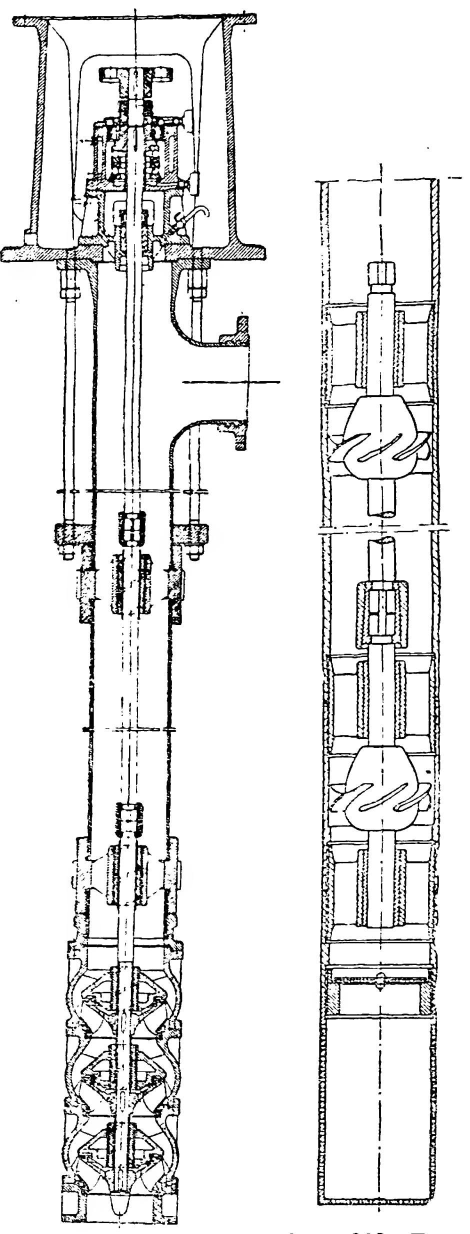
Фиг. 281а. Насос для буровой скважины с радиальными колесами (Зульцер).

[1] Schulz, Tiefbrunnen-Kreiselpumpen, Z. VDI, т. 74 (1930), 235 и след.

[2] Ahrens, Z. VDI, 1913, стр. 321.

Насос такой полуосевой конструкции завода Клейн, Шанцлин и Беккер изображен на фиг. 282[1]. Из фигуры видно, что сумма углов отклонения потока в меридиональной плоскости почти вдвое меньше, чем в случае радиального типа рабочих колес. Кроме того, надо указать на хорошую установку вала благодаря промежуточным подшипникам каждой ступени. Эти подшипники в случае воды, содержащей песок, заменяются специальными (а следовательно, и более дорогими) резиновыми, описанными в начале § 104. Ввиду того что внутренние стягивающие болты усложняют уплотнение отдельных ступеней и неблагоприятно влияют на протекание воды, в этой конструкции от них отказались.

Для очень узких скважин с большой отдачей воды подходит пропеллерный тип колес, описанный в § 94 и 96, при котором вода протекает в чисто осевом направлении (фиг. 283). Эга конструкция позволяет (по данным завода Клейн, Шанцлин и Беккер) подавать при скважинах с внутренним диаметром в 100 *мм* до 20 *м*³/*час*, а при диаметре в 150 *мм* — до 100 *м*³/*час*. Однако в этой конструкции напор, приходящийся на одну ступень, невелик, несмотря на то, что внешний диаметр пропеллерных колес больше, чем у полуосевых колес (фиг. 282), и что диаметр вгулки также сравнительно большой, ввиду чего иногда может потребоваться большое число ступеней.



Фиг. 282. Насос для буровой скважины с полуосевым колесом и осевым направляющим аппаратом.

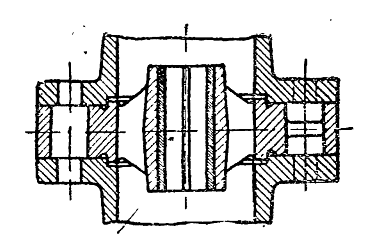
Фиг. 283. Пропеллерный насос для буровой скважины (Klein, Schanzlin & Becker).

Вследствие отсутствия доступа к насосу, работающему в скважине, в случае надобности в сравнительно высоком напоре или в случае узких скважин за собственно глубоким на-

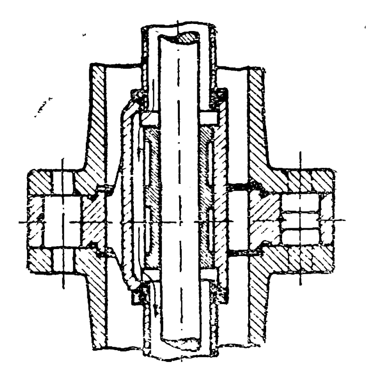
[1] Дальнейшие данные о насосе см. в рекламном издании завода Клейн. Шанцлин и Беккер. Насосы для колодцев и буровых скважин („Schacht- und Bohrlochpumpen").

сосом ставят на поверхности земли главный насос, причем тогда скважинный (глубокий) насос работает в качестве водоподводящего. В результате этого имеет место разгрузка вертикального трубопровода от давления и, главным образом, уменьшение числа ступеней, так как главный насос может быть выполнен с большим диаметром колес, чем то позволила бы скважина. Этот тип установки особенно применим в тех случаях, когда в скважине устанавливается пропеллерный насос.

Если мотор расположен над скважиной, то длинный вал надо закрепить подшипниками, располагая их на таких коротких интервалах, чтобы число собственных колебаний было больше, чем рабочее число оборотов (§ 103). Муфта для соединения полученных таким образом участков вала состоит из двух половинок, стягиваемых надевающейся на них обоймой со слегка конической поверхностью. В случае подачи чистой воды последняя же является и смазкой подшипников (фиг. 284), залитых специальным графитосодержащим белым металлом (см. начало § 104). В случае подачи воды, содержащей песок, применяются либо резиновые подшипники, либо вал и подшипники защищаются специальной трубой, которая тянется непрерывно от насоса до мотора (фиг. 284а) и в которую вводится чистая овда, препятствующая попаданию в зазор между трубой и валом загрязненной воды.



Фиг. 284. Промежуточный подшипник без предохранительной гильзы для чистой воды.



Фиг. 284а. Промежуточный подшипник с предохранительной гильзой.

Диаметр фланцев вертикальной трубы должен быть меньше, чем диаметр кожуха насоса. Если чугунные трубы не подходят из-за стесненных габаритов, то приходится применять стальные трубы с фланцами или, как в случае, изображенном на фиг. 282—283, — трубы, соединенные муфтами. Так как вертикальная труба в месте ответвления трубопровода ослабляется боковым отверстием и должна в то же время выдерживать собственный вес, вес насоса и давление воды, то при больших длинах этой трубы в указанном месте трубу усиляют путем постановки анкерных болтов (фиг. 282). Надобность в этом усилении отпадает, если ответвление выполнено в виде специальной, присоединенной к мотору фасонной части.

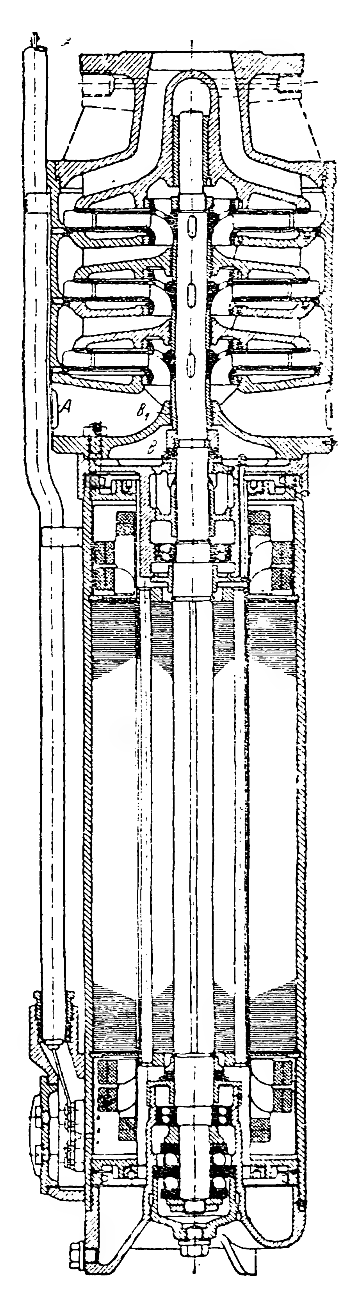
Весьма важной разновидностью глубоких насосов являются подводные насосы, в которых мотор соединен с насосом, ввиду чего он помещается в скважине и должен работать под водой. Самый насос выполняется аналогично уже описанному (фиг. 285).

Основные затруднения сказываются в конструировании мотора, обмотка которого должна быть защищена от воды. Уплотнение сальником не годится, так как температура мотора при работе выше, чем в состоянии покоя, вследствие чего имеет место как бы „дыхание“. Попытки заполнения мотора маслом привели к растворению изоляции обмотки, загрязнению подаваемой воды и потере энергии[1]. Определенный успех дало применение вместо масла сжатого воздуха, который в конструкции завода Гарвенс (Ганновер Вюльфель)

[1] Plenger, Die Entwicklung der Unterwasserpumpen. Pumpen- u. Brunnenbau, Bohrtechn. 1930, № 13.

подавался установленным на поверхности земли специальным компрессором и притом благодаря мембранному устройству автоматически, так что внутреннее давление в моторе превосходило давление окружающей его жидкости на некоторую определенную небольшую величину даже при любых колебаниях уровня воды в скважине[1]. Возможный отказ в работе этого регулятора может представить собой источник помех в работе всего устройства. Необходимо иметь в виду также стоимость приобретения и эксплоатации установки для сжатого воздуха. Эти недостатки весьма мало уменьшились в конструкции завода Сименс-Шуккерт, в которой вода, скопляющаяся в моторе, должна выгоняться из него специально установленным на поверхности земли компрессором, который включается поплавковым контактом, или же должна удаляться вспомогательным насосом, смонтированным в моторе. Недостатком этих мероприятий является то, что в моменты прекращения подачи электрического тока или при остановленном насосе они не работают[2].

Необходимость в каких-либо дополнительных устройствах может быть устранена тем, что в зазор между ротором и статором мотора вводится цилиндр из тонкой жести высокой прочности, так что обмотка статора совершенно отделяется от жидкости (фиг. 285). Якорь же вращается в подаваемой жидкости, что вполне допустимо в случае трехфазного мотора с короткозамкнутым ротором, о котором только и может итти речь. При такой системе изоляция обмотки вполне достаточна. Приходится только заботиться о том, чтобы в зазор не попали какие-либо отложения, что достигается проще всего наполнением мотора чистой водой перед погружением насоса в воду и устройством обычных сальников (B и B_1 на фиг. 285); к. п. д. такого мотора, однако, значительно уменьшается, во-первых, из-за потерь на трение ротора о жидкость, а также из-за электрических потерь в защищающем ротор цилиндре, который поэтому должен делаться из материала, обладающего наибольшей электромагнитной проницаемостью, и иметь возможно меньшую толщину (0,1 ÷ 0,3 *мм*). В конструкции, изображенной на фиг. 285, мотор расположен под насосом для того, чтобы не обводить нагнетательный трубопровод вокруг мотора. Всасывающие отверстия A также расположены над мотором. Надо указать на применение нержавеющих шарикоподшипников, заключенных внутри вполне закрытых коробок со смазкой, которые защищены против загрязнения форкамерой и специальным уплотнением B (Sand-



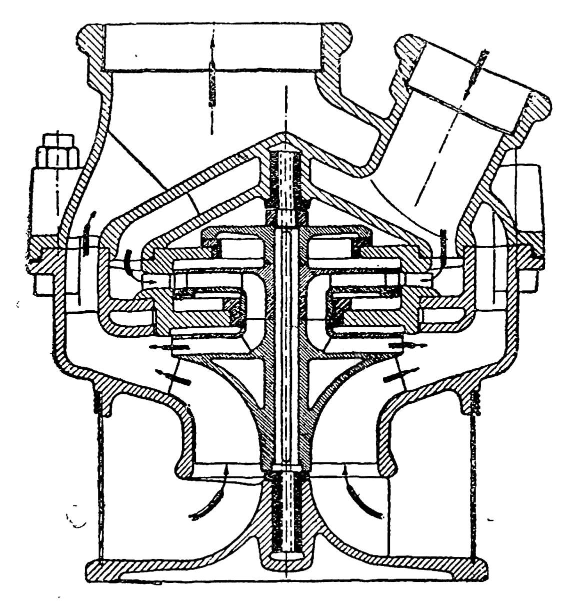
Фиг. 285. Подводный насос (Klein, Schanzlin & Becker), имеющий между статором и ротором мотора предохранительную гильзу.

[1] Sauveur, Unterwasserpumpen, Z. VDI, т. 72 (1928), № 13, стр. 441; т. 74 (1930), № 17, стр. 530.

[2] Это же касается насоса завода Вернер, описанного в Z. VDI, т. 75 (1931), стр. 225, в котором под мотором имеется большая полость для просачивающейся воды. На его валу насажен воздушный насос, а подаваемая вода омывает корпус мотора.

glocke). В этой конструкции насос, предназначаемый для достаточно широких скважин, выполнен в виде насоса кожухового типа.

Другая возможность сделать статор не восприимчивым к воде состоит в применении моторов низкого напряжения. При этом помощью специального трансформатора, который либо находится на поверхности земли, либо (что лучше) объединен с насосом, напряжение понижается настолько, что обычная пропитка обмотки оказывается достаточной и для изоляции и для защиты от химического воздействия подаваемой воды. Этим можно избежать наличия защитной гильзы и связанных с ней электрических потерь, однако в данном случае следует иметь в виду, что добавляется трансформатор с его потерями, добавочным габаритом и другими особенностями.



Фиг. 286. Одноступенчатый насос Hydro с приводом от многоступенчатой водяной турбины (Borsig-Hall).

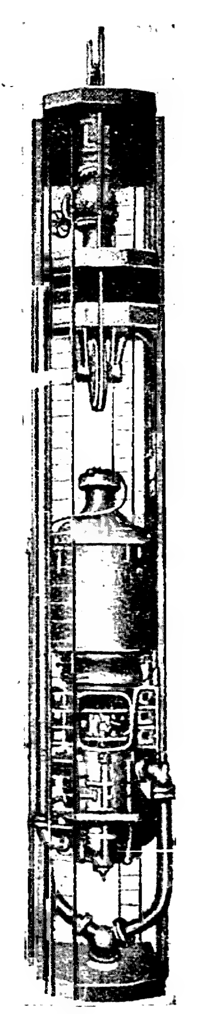
Хотя тип подводного насоса еще не выработался, однако можно считать, что тип с защитной гильзой между ротором и статором достаточно хорош при малых мощностях и малых диаметрах скважин, в то время как для более значительных мощностей существенное увеличение к. п. д., получаемое при наличии сжатого воздуха внутри мотора, делает предпочтительным применение этого типа насосов с избыточным давлением.

При малых диаметрах скважины, т. е. при малых диаметрах мотора, для того чтобы получить нужную мощность, приходится применять наибольшее возможное число оборотов, а именно 3000. Однако и в этом случае имеется предел увеличению мощности из-за необходимого для этого удлинения мотора, так как в пределе оказывается затруднительным осуществление зазора между ротором и статором. Что касается насоса, то для него из-за подшипников высокие числа оборотов, особенно в случае воды, содержащей песок, нежелательны. Если принять во внимание высокую цену и малую надежность подводных моторов, то они оказываются выгодными по сравнению с обычными стационарными установками, с длинным валом и легкодоступным мотором на поверхности земли, лишь при глубинах, больших 25—30 *м*. В обоих случаях надо иметь в виду возможность возникновения собственных колебаний вертикального трубопровода, особенно во время запуска мотора.

Другой тип насоса, подходящего для откачки воды из малодоступных мест, — это центробежный насос „Гидро", показанный на фиг. 286 и состоящий из одно- или многоступенчатой водяной турбины и насоса. Турбина и насос сидят на общем коротком валу и помещаются в общем кожухе. Необходимая для вращения турбины вода подается по особой трубе находящимся на поверхности земли насосом с электрическим или паротурбинным приводом. Из водяной турбины вода возвращается обратно вместе с подаваемой водой. При этой кон-

струкции отпадает длинный вал, однако она расходует значительную мощность.

Для осушения шахт применяются так называемые **опускные насосы**[1]. Эта конструкция является одним из ранее описанных насосов, смонтированных на подвесной раме (фиг. 287 и и 287а), могущей опускаться на тросе на нужную глубину. Для того чтобы насос висел вертикально, необходимо обращать внимание на уравновешивание сил веса, для чего трубопроводы на протяжении рамы расположены с обеих ее сторон.



Фиг. 287. Пятиступенчатый насос для откачки на подвесной раме: подача 6 *м³/мин*, *H* = 380 *м* при 1 480 об/мин. Выполнен Ehrhardt & Sehmer A. G.

Изображенный на фиг. 287 опускной насос имеет перевернутое расположение штуцеров. Вызванное этим наличие воздушного мешка было допущено ради облегчения в уравновешивании силы осевого давления (§ 101а). Последнее происходит путем устройства во втулках разгрузочных отверстий и второго уплотнения. **Остаточная неуравновешенная часть силы осевого давления воспринимается сегментным подшипником**, конструкция которого была описана в § 104.

112. НАСОСЫ ПОВЫШЕННОЙ БЫСТРОХОДНОСТИ

Двигатели, служащие приводами для насосов, в особенности паровые турбины, а также до известного предела и электромоторы, в отношении к. п. д., занимаемого ими места и стоимости тем выгоднее, чем выше их число оборотов. Поэтому вполне естественным является стремление приспособить также и центробежный насос к этому требованию повышенной быстроходности.

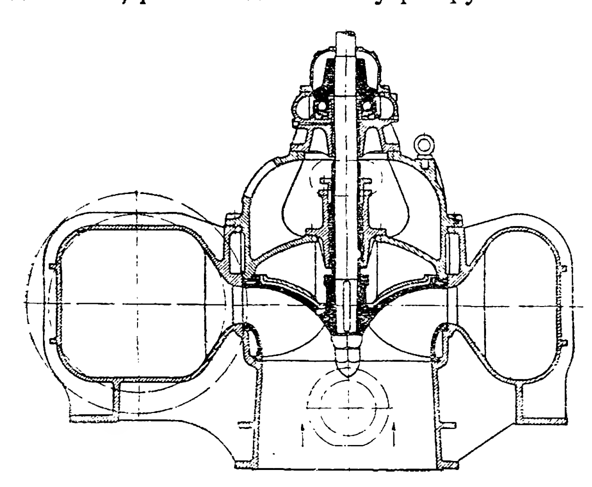
Путем к повышению быстроходности, уже подробно рассмотренным в § 84—92, служит переход от цилиндрических лопаток к лопаткам двоякой кривизны с почти осевым входом, так как при этом диаметр колеса может быть значительно уменьшен.

Фиг.287а. Пятиступенчатый насос для откачки в подвесной раме C. H. Jaeger & Co.

Фиг. 288 изображает доковый насос с односторонним подводом воды. Вертикальное расположение обусловливается назначением насоса. Мотор установлен наверху (над высшим уровнем воды — *Ред.*) и, как у шахтных насосов, соединен с насосом посредством промежуточного вала. Особого направляющего аппарата нет, но кожух снабжен укрепляющими его ребрами, имеющими форму направляющих лопаток.

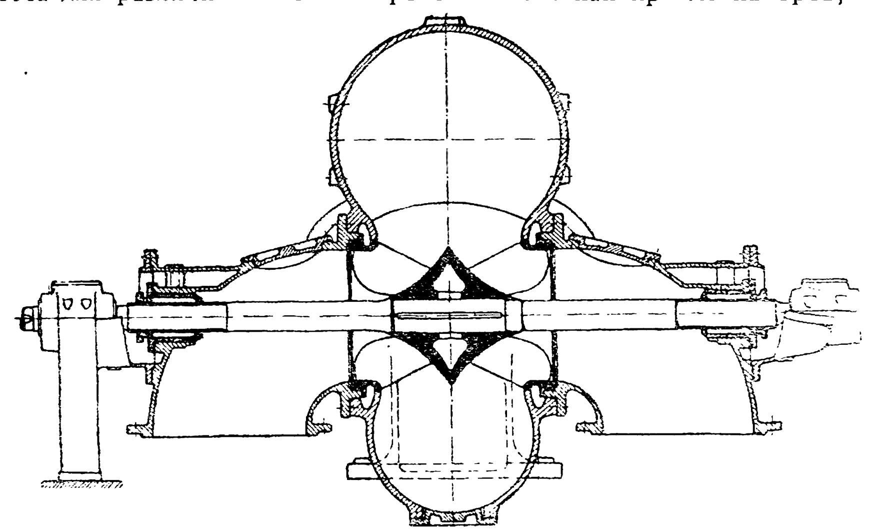
[1] См. также Z. VDI, 1936, № 9 и 28. — *Ред.*

Над рабочим колесом находится двойная крышка с поперечными ребрами, препятствующими вращательному движению воды над колесом, этим достигается то, что на периферии обеспечивается существование давления, равного давлению у разгрузочного отверстия, чем уменьшается сила осевого давления. Эту же цель достигают полней, применяя устройство (фиг. 233а), описанное в начале § 102. Шариковый подпятник работает в масле.



Фиг. 288. Насос для дока, подача 3 $м^3/сек$, $H = 7$ $м$ при 290 об/мин (Amag-Hilpert, Nürnberg).

В конструкции Зульцера (фиг. 289) кромки лопаток при выходе из колеса расположены наклонно; кроме того, насос имеет двухстороннее всасывание. Водоподводящие каналы в связи со значительной величиной подачи выполнены с весьма плавными очертаниями, отчего вал получился значительной длины, а вместе с тем и толщины (ср. с серединой § 106). На фиг. 290 приведены характеристические кривые насоса для различных чисел оборотов. В ней как кривые напоров, так

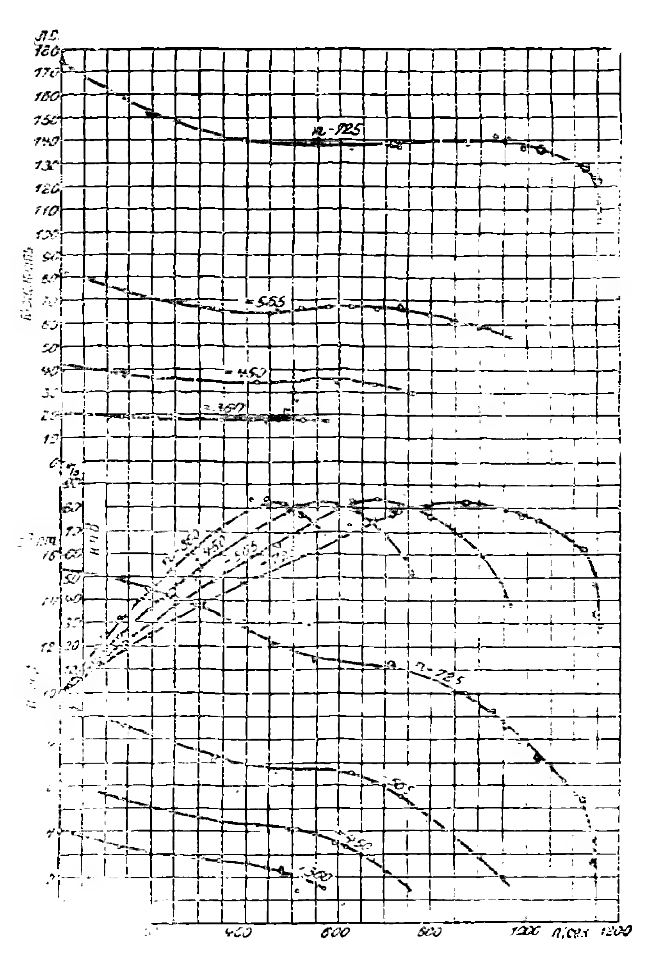


Фиг. 289. Быстроходный насос низкого давления Gebr. Sulzer, Winterthur.

и кривые потребляемой мощности обнаруживают характерную (см. § 96а, фиг. 213) для осевых насосов форму, отличающуюся непрерывным падением по мере увеличения подачи.

Коэфициент быстроходности насоса (по основным данным насоса: расход воды 0,8 $м^3/сек$ при напоре в 19 $м$ и 720 об/мин. — *Ред.*), определенный по уравнению (2) § 81, равен $n_s = 420$.

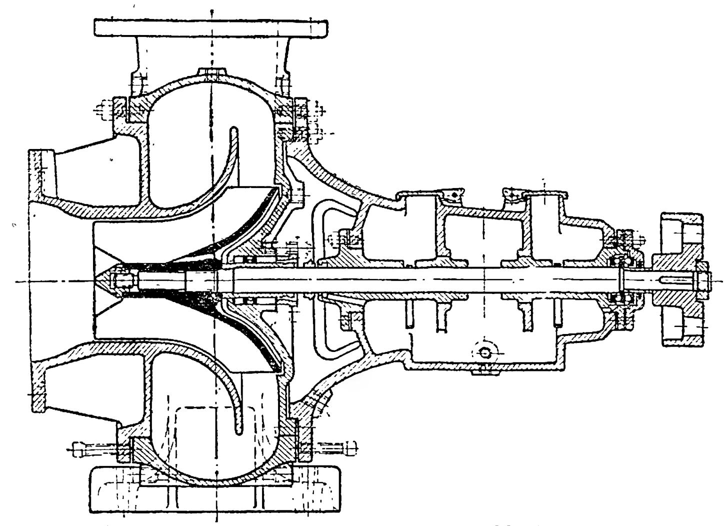
Заводом Вейзе-Зоне изготовляются под названием „Myria“ (фиг. 291) насосы с лопатками типа Лавачека, теория которых была приведена в § 87. Характеристические кривые для этих насосов показаны на диаграмме фиг. 291а. Коэфициент быстроходности равен $n_s = 450$ (насос подает 40 $м^3/мин$ при напоре 8 $м$ и при 720 об/мин — *Ред.*). Принимая во внимание односторонний подвод воды, эту величину коэфициента быстроходности следует признать весьма значительной. Кривые напоров также и у этого насоса быстро падают. Примечательна конструкция безлопаточного направляющего аппарата в кожухе, выполненном в виде тела вращения. (Второй боковой стенки у рабочего колеса нет. — *Ред.*) Кольцевое пространство приближено возможно более к оси для того, чтобы уменьшить сечения, так как скорости увеличиваются по направлению к оси по теореме площадей. Поэтому момент количества движения при выходе из колеса $r_2 c_{3u} = \frac{gH_{th}}{\omega}$ у таких быстроходных машин сравнительно невелик.



Фиг. 290. Характеристики насоса фиг. 289.

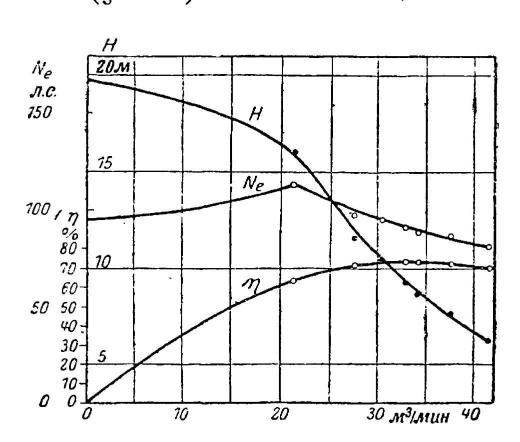
Подобные же насосы, называемые **винтовыми насосами**, строятся и другими заводами, причем у них выходные кромки лопаток в меридиональном сечении весьма значительно наклонены к оси, а угол β_2 меняется вдоль выходных кромок согласно § 92. Форма лопаток в каждом отдельном случае различна в зависимости от условий работы. Рабочее колесо, изображенное на фиг. 292, благодаря большой поверхности лопаток подходит для больших напоров (больше 12 $м$) или больших высот всасывания и соответствует конструкциям насосов фиг. 197 или 291. Колесо, изображенное на фиг. 293, напротив, предназначается для машин большой быстроходности, так как оно имеет меньшее число сравнительно коротких лопаток и по своему характеру

приближается к коническому пропеллеру (фиг. 200). Эти колеса по сравнению с осевым пропеллером имеют преимущество в том, что потребление мощности возрастает с уменьшением нагрузки не все время[1]. То, что колесо (фиг. 292) имеет форму транспортерного шнека, делает



Фиг. 291. Насос низкого давления типа Myria с лопатками Лавачека фирмы Вейзе.

возможным в этом тихоходном типе насоса при некоторых обстоятельствах (§ 117е) самовсасывание, особенно если длину лопаток увеличить за счет их количества. Если при этом каналы между лопатками достаточно широки, т. е. число лопаток достаточно мало, то эти рабочие колеса могут применяться для подачи загрязненных и густых жидкостей (бумажная масса). При двух лопатках могут подаваться жидкости грубо грязевого характера (например, свекловичная резка). Завод Вейзе-Зоне выполняет ввиду этого рабочие колеса у периферии с так называемыми „обратными лопатками“ (фиг. 291), которые отбрасывают загрязняющие воду материалы от сальников.

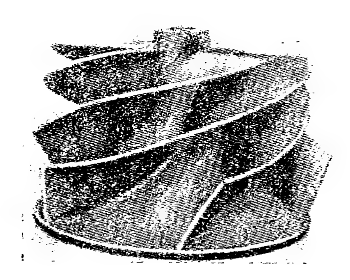


Фиг. 291а. Характеристики насоса фиг. 291.

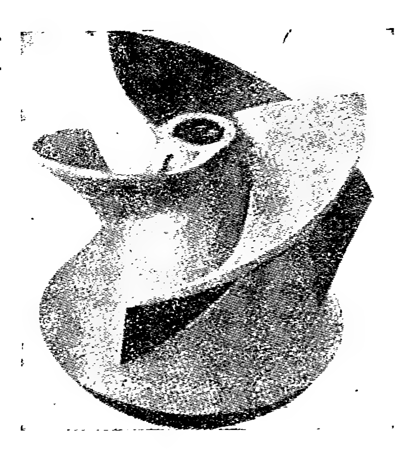
При больших расходах воды, как то обычно имеет место в водоотливных ирригационных установках и притом обычно еще и при очень небольших напорах, радиальный отвод воды от колес привел бы к очень большим сечениям спирали и, следовательно, к слишком дорогостоящим

[1] См. также Z. VDI, т. 73 (1929), стр. 186, фиг. 23.

конструкциям. В этих случаях применяют осевые направляющие устройства и тем самым конические рабо-



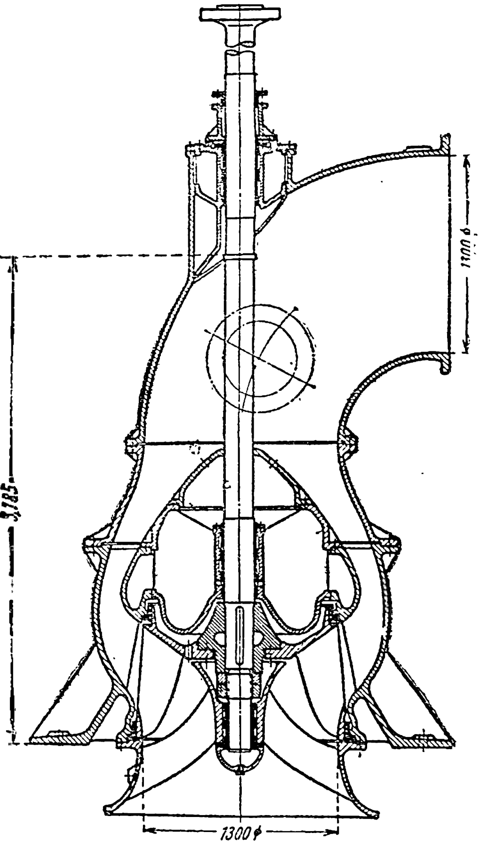
Фиг. 292. Полуосевое колесо Борзиг.



Фиг. 293. Полуосевое колесо Зульцер.

чие колеса, подобные описанным в § 91а и 92, а также в скважинных насосах. Фиг. 294 изображает вертикальный насос подобного рода, предназначенный для шлюза канала Везель-Даттельн и подающий 3,2 *м*³/*сек* при напоре 10—12 *м* и 235 об/мин. Конструкция рабочего колеса и направляющего аппарата в точности соответствует приведенному в § 91а примерному расчету. Только в данном случае имеется меньшая быстроходность[1]. Следует обратить внимание на то, что втулка здесь приболчена к колесу ради уменьшения в лопатках усадочных напряжений, вызванных отливкой. Конструкция насоса с горизонтальным валом изображена на фиг. 295. В ней кожух имеет разъем по горизонтальной плоскости. Соответствующие этому насосу характеристики приведены на фиг. 295а.

Обычно для напоров, меньших 8—10 *м*, и значительных расходов воды стремятся конструировать насосы с большей быстроходностью, чем та, которую дают вышеописанные конструкции насосов, ибо этим самым уменьшается стоимость установки и по-

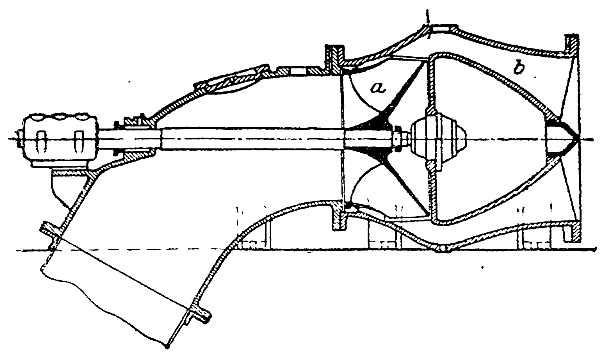


Фиг. 294. Вертикальный насос с полуосевым колесом и осевым направляющим аппаратом (Bestenbostel & Sohn, Bremen).

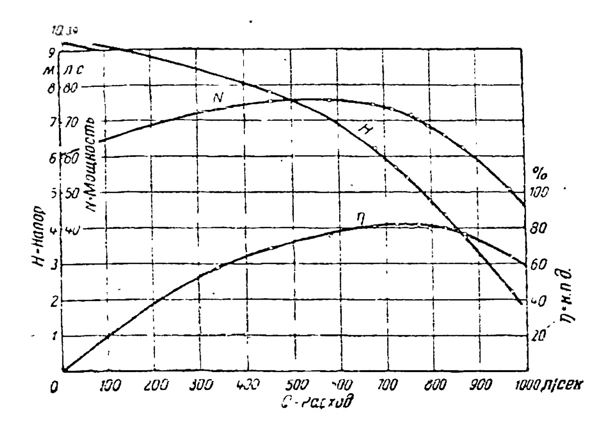
[1] См. также Z. VDI, т. 74 (1930), стр. 1228.

вышается экономичность. В этом случае осевые колеса оказываются более подходящими.

Переходной формой являются винтовые насосы завода бр. Шторк, показанные на фиг. 296—298. Насос снабжен горизонтальным валом и развивает напор в 0,8—1,3 *м* при подаче 950 *м*³/*мин* и 53 об/мин. Этим данным соответствует коэфициент быстроходности 770. Вода движется в колесе все же еще по слегка конической поверхности подобно тому, как и в насосах, описанных выше. Очертание направляющих и рабочих лопаток, показанных на фиг. 298 (представляющей собой цилиндрическое сечение через них), потребовало большого числа лопаток, что уменьшает величину к. п. д. и не позволяет достичь более значительной быстроходности ввиду трения о поверхности этих лопаток. Поэтому в настоящее время завод бр. Шторк применяет конструкцию, описанную в § 91а. Обычно для таких условий предпочитают ставить пропеллерные колеса, которые были детально описаны в § 94—96. Фиг. 299 схематически изображает пропеллерный насос[1], который интересен, во-первых, тем, что внутри колена поставлена направляющая лопатка (см. конец § 14), и затем в особенности тем, что перед всасывающим отверстием насоса имеется направляющее тело *C*, назначением которого является недопущение завихрения потока при входе. Подобные вихри могут возникнуть (см. § 78, а, конец п. *α*) у оси всасывающего трубопровода в том случае, если притекающей воде будет сообщено какой-либо причиной (например, несимметрией водозаборного бассейна относительно пункта водозабора) вращательное движение. При значительном диаметре всасывающей трубы момент скоростей закручивания легко достигает такой величины, которая нужна для образования „пустотного сердечника“ (Schlauchbildung) и тем самым для кавитации.



Фиг. 295. Горизонтальный насос для мелиорационной насосной станции (Maffei-Schwartzkopffwerke).

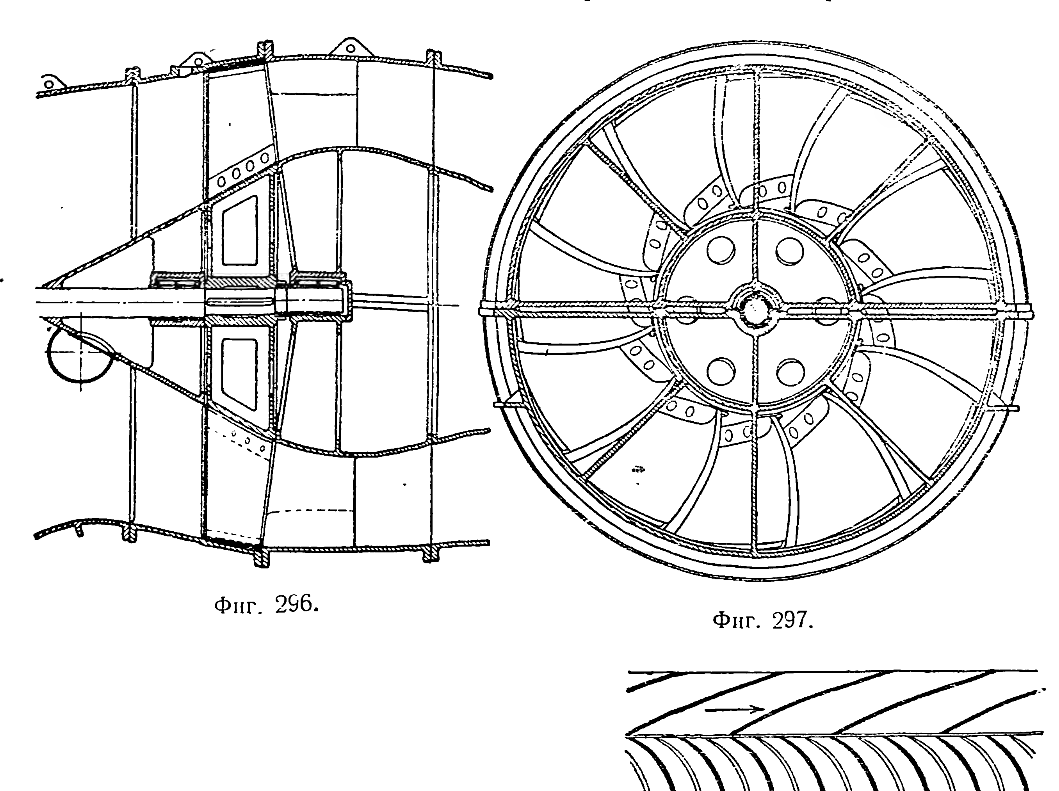


Фиг. 295а. Характеристики насоса фиг. 295.

[1] Заимствовано из Power, январь 13, 1931, стр. 62.

Повышение быстроходности может быть достигнуто разделением потока (многопоточной конструкцией насоса). При этом коэфициент быстроходности возрастает согласно уравнению (2) § 81 пропорционально корню квадратному из числа потоков.

На фиг. 300 показана конструкция такого многопоточного насоса AEG с двумя сдвоенными колесами, который с одной стороны соединен с турбиной, а с другой стороны — с комбинированным на-



Фиг. 296.

Фиг. 297.

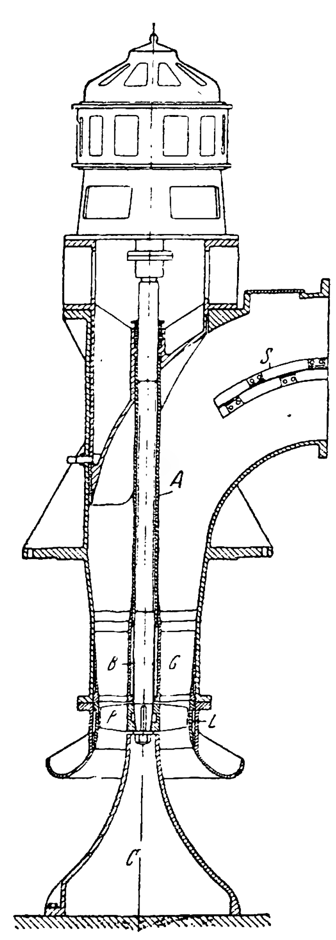
Фиг. 298.

Фиг. 296—298. Осевой насос для подачи 950 $м^3$/*мин*, $H = 0{,}8$ до 1,3 *м* при 53 об/мин, Gebr. Stork. &. Co, Hengelo.

сосом для воздуха и конденсата. Кожух, подробно изображенный на фиг. 301 ÷ 302а, имеет спиральный выходной канал и разъем в горизонтальной плоскости, так как демонтаж возможен лишь в вертикальном направлении. На основании данных, изложенных в § 52 (см. стр. 190), направляющий аппарат в данной конструкции не является необходимым. Насос опирается на фундамент коробками своих подшипников. Надо указать на легкий доступ внутрь насоса через люки. Рабочие колеса для удобства в их изготовлении выполнены с разъемом в плоскости симметрии, перпендикулярной к оси.

При применении многопоточной системы насосов для более значительных напоров и подач, как то, например, имеет место в коммунальных водоснабжающих установках, следует отдавать предпочтение конструкциям с направляющими лопатками по сравнению со спиральным

кожухом. При этом получается типичный для городского водоснабжения насос, непосредственно соединенный с паровой турбиной (фиг. 313). На фиг. 303 и 303a изображен такой насос с двумя колесами, подающий при напоре 30 *м* и 730 об/мин. 55 *м*[3]/*мин*. Насос имеет спиральный кожух выполненный для получения большей жесткости с продолжениями направляющих лопаток [1].



Фиг. 299. Осевой насос (Westinghouse Elec. & Mfg. Co).

A — предохранительная гильза; *B* — резиновый подшипник с водяной смазкой; *C* — направляющий насадок при входе; *G* — направляющий аппарат; *L* — вставная бронзовая гильза; *S* — направляющие лопатки.

Как указано в § 78b, *a* многопоточные насосы обладают склонностью к кавитации из-за резких поворотов на 180° водоподводящих каналов перед входом в колесо. Резкие же повороты неизбежны, поскольку всегда стремятся иметь короткий вал. Этим объясняется то, что в настоящее время предпочитают включать между мотором, имеющим большое число оборотов, и насосом зубчатую передачу, позволяющую настолько уменьшить число оборотов насоса, что оказывается возможным применить насос с односторонним подводом воды (фиг. 272) или одно колесо с друхсторонним подводом (одно сдвоенное колесо) — фиг. 258, 314. Поэтому за последние годы многопоточный тип насосов значительно потерял свое значение.

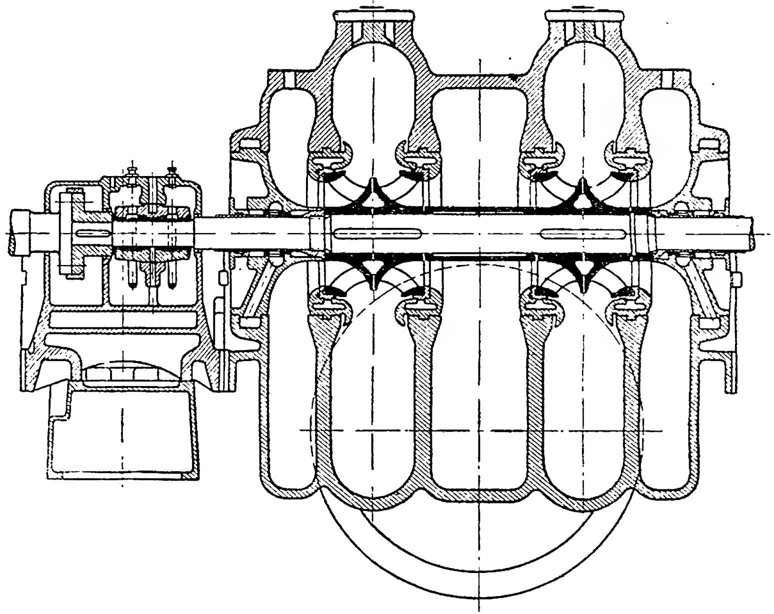
Противоположностью этим быстроходным насосам являются так называемые тихоходные насосы (насосы с особо низким коэфициентом быстроходности). Таковыми являются насосы с парциальным подводом воды к колесу, при котором одно и то же колесо может быть последовательно использовано несколько раз. Так как насосы этого типа с большим успехом заменяются поршневыми насосами и так как они имеют лишь небольшое значение, то мы не станем освещать их более подробно.

113. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТИПЫ НАСОСОВ

а) Переключаемые насосы. Ширина диапазона применения центробежного насоса зависит от степени его пригодности для всевозможных специальных условий. Однако центробежные насосы допускают при постоянном числе оборотов лишь весьма небольшие изменения в величине создаваемого ими напора. Поэтому для получения возможности

[1] См. Z. ges. Turbinenwes., 1912, стр. 225. Другие конструкции подобного рода описаны Brumann в Z. VDI 1913, стр. 1858 или Z. ges. Turbinenwes., 1914, стр. 309, далее Schröter, Z. ges. Turbinenwes., 1912, стр. 199, 222, 234.

применять насос при различных режимах работы его, конструируют так, что в нем можно изменять включение отдельных ступеней. Такая особенность (переключаемость) прежде всего нужна для пожарных насосов. На фиг. 304 и 305 изображен переключаемый насос завода бр. Шторк, имеющий весьма широкую область применения. Это достигается тем, что все ступени (каждая из них в отдельности или группы их) могут быть включенными параллельно или последовательно друг другу. Если по-



Фиг. 300. Насос для охлаждающей воды фирмы AEG с разделением потоков.

дача одного колеса равна Q, а напор h, то при шестиступенчатом насосе можно получить следующие комбинации:

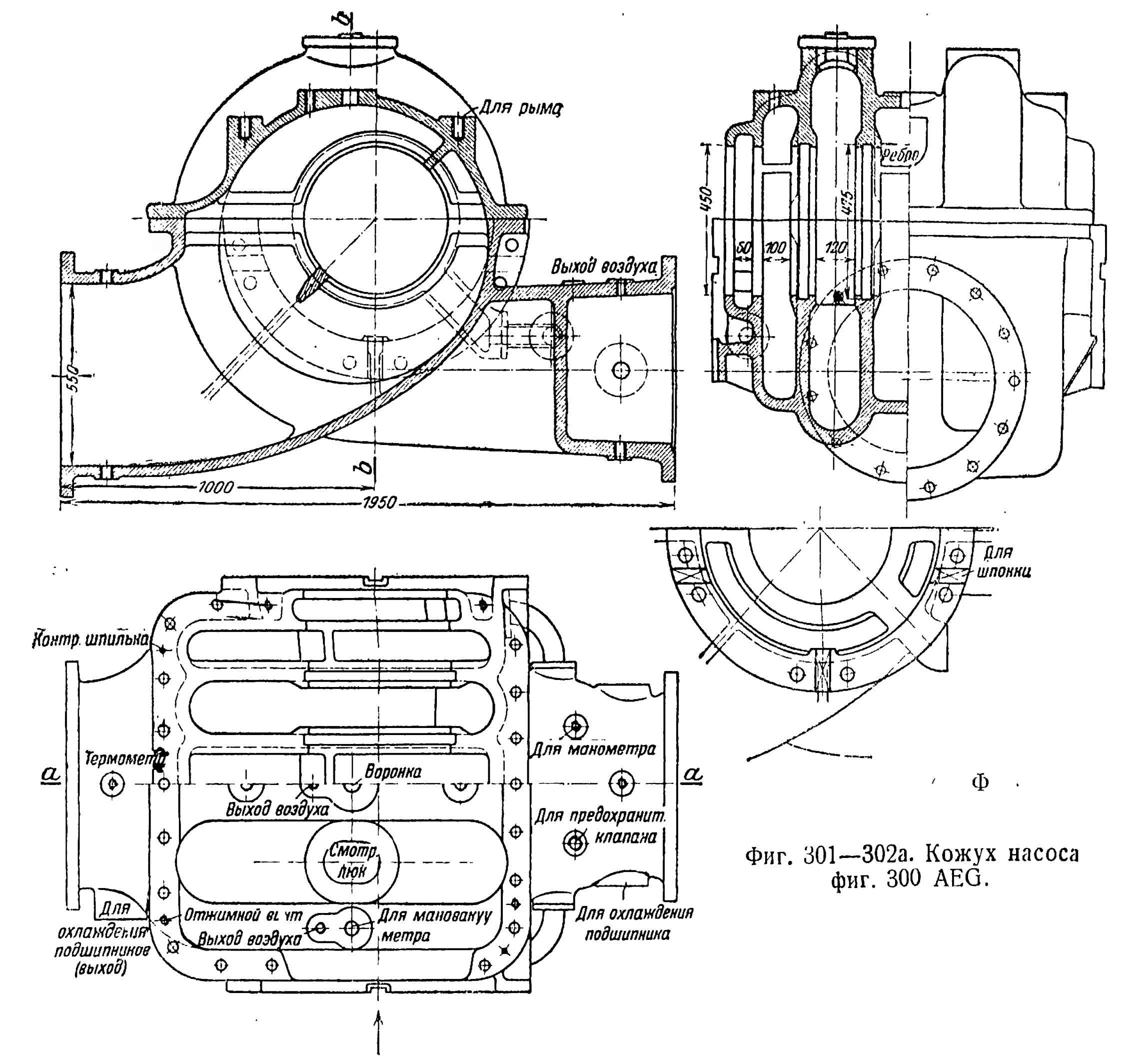
1. При последовательном включении всех ступеней получаем подачу Q и напор $6\,h$.

2. При параллельной работе двух групп по три последовательно включенных колеса — подача $2\,Q$, напор $3\,h$.

3. При трех параллельных группах по два последовательно соединенных колеса — подача $3Q$, напор $2h$.

4. При параллельном соединении всех шести колес — подача $6\,Q$ и напор h.

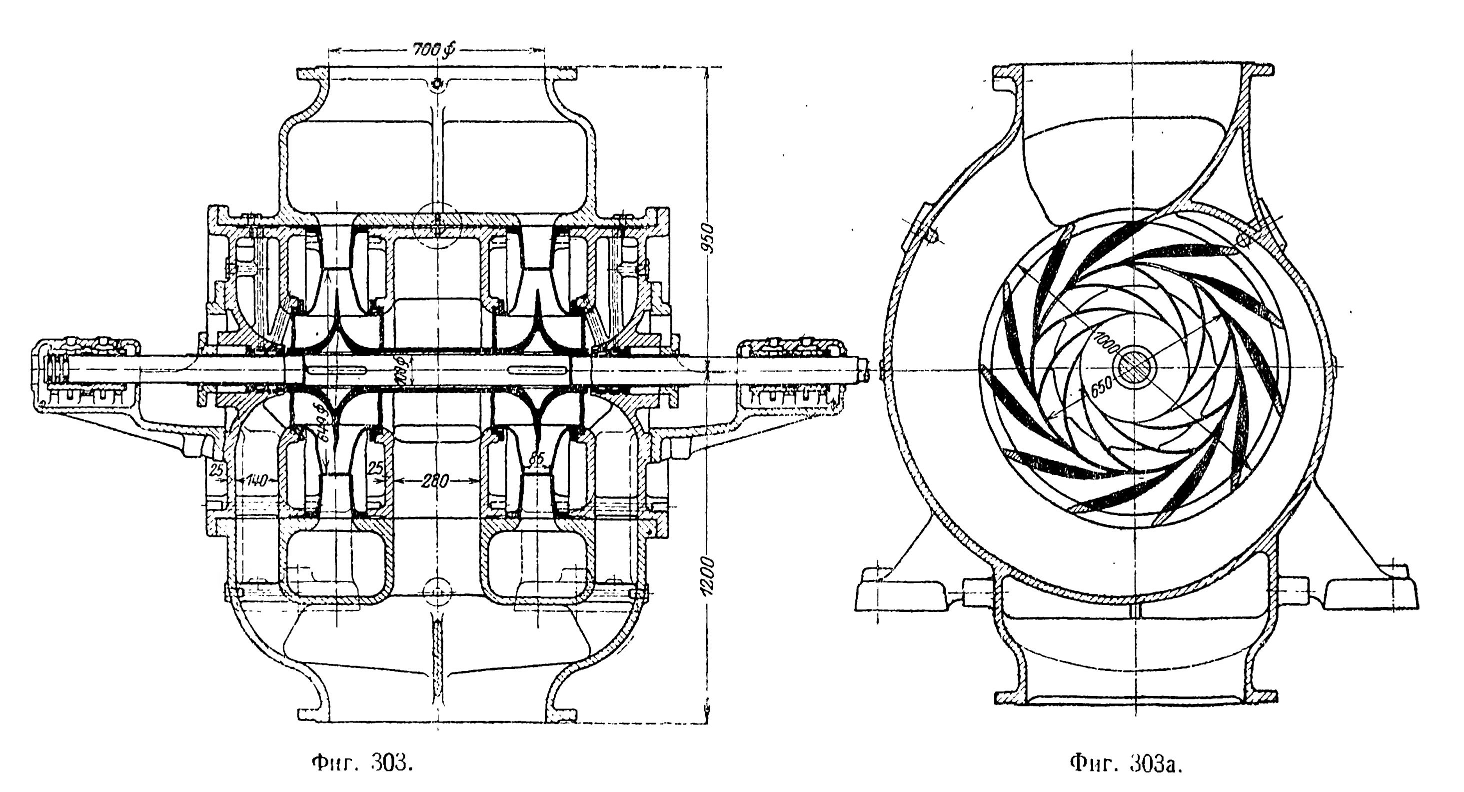
b) Насосы для грязной воды. При подаче грязной воды приходится заботиться о том, чтобы находящиеся в воде посторонние тела не могли забить каналы между лопатками. Поэтому сечения этих каналов должны быть возможно большими, иначе говоря, число лопаток — возможно малым. По тем же причинам исключается и применение направляющих лопаток; при этом также следует избегать многоступенчатых и многопоточных конструкций насосов. Вал насоса не должен входить в соприкосновение с подаваемой жидкостью, так как он либо может оказаться обмотанным волокнистыми веществами, содер-



Фиг. 301.

Фиг. 302

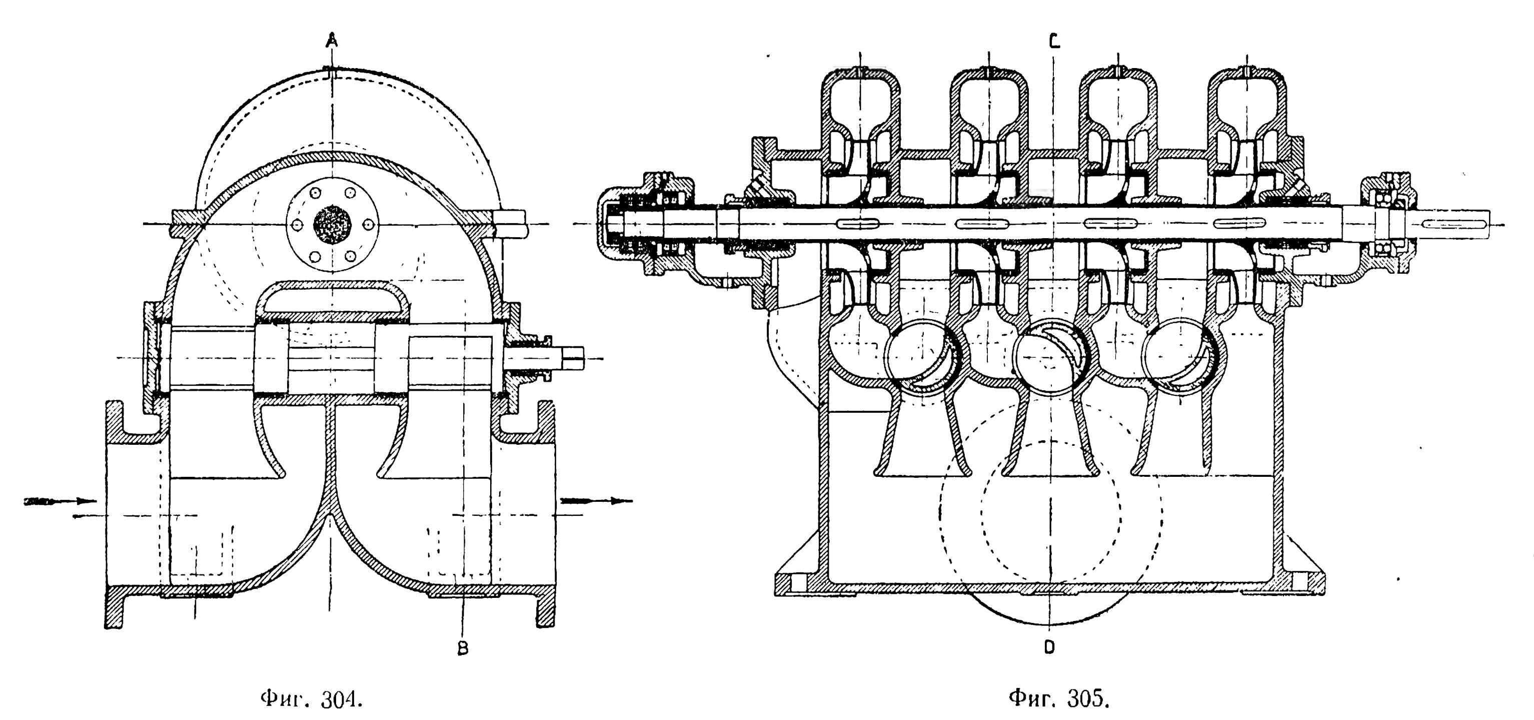
Фиг. 301—302а. Кожух насоса фиг. 300 AEG.



Фиг. 303.

Фиг. 303а.

Фиг. 303—303а. Насос с четырехсторонним всасыванием (многопоточной конструкции) и направляющим аппаратом фирмы C. H. Jaeger & Co для подачи 55 $м^3/мин$, $H = 30$ *м* при 730 об/мин.

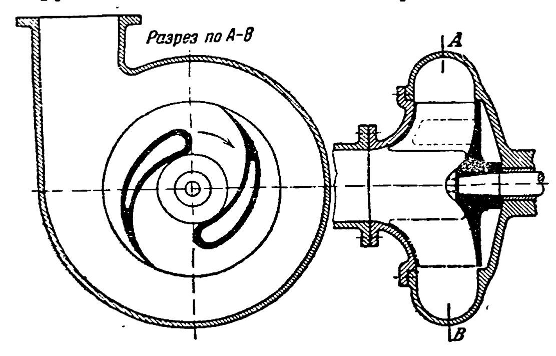


Фиг. 304.

Фиг. 305.

Фиг. 304 и 305. Насос с переключающимися ступенями Gebr. Stork-Hengelo.

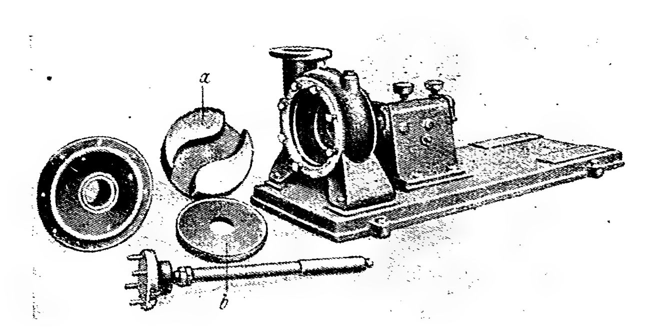
жащимися в воде, либо примеси в воде могут вызывать износ вала. Поэтому наибольшее применение имеют колеса, консольно сидящие на валу и имеющие одностороннее всасывание. Если приходится прибегать к конструкции с двухсторонним всасыванием или с двумя подшипниками, то рекомендуется окружать вал неподвижной трубой.



Фиг. 306. Насос для загрязненной воды.

Весьма важным условием является также легкая доступность всех внутренних деталей. В связи с этим при проектировании насоса необходимо предусмотреть наличие легко открываемых люков для чистки.

Что касается формы входной кромки лопаток, то она зависит от рода веществ, загрязняющих жидкость. При наличии примесей, оказывающих сильное механическое или химическое воздействие, применяются лопатки с тупой входной кромкой, которые не так быстро изнашиваются [1]. При наличии волокнистых примесей применяются лопатки с заостренной входной кромкой, перед которой часто помещают специальные ножевые очистители, разрезающие задержавшиеся волокна. В дальнейшем описываются только такие конструкции насосов, которые значительно отличаются от обычных.



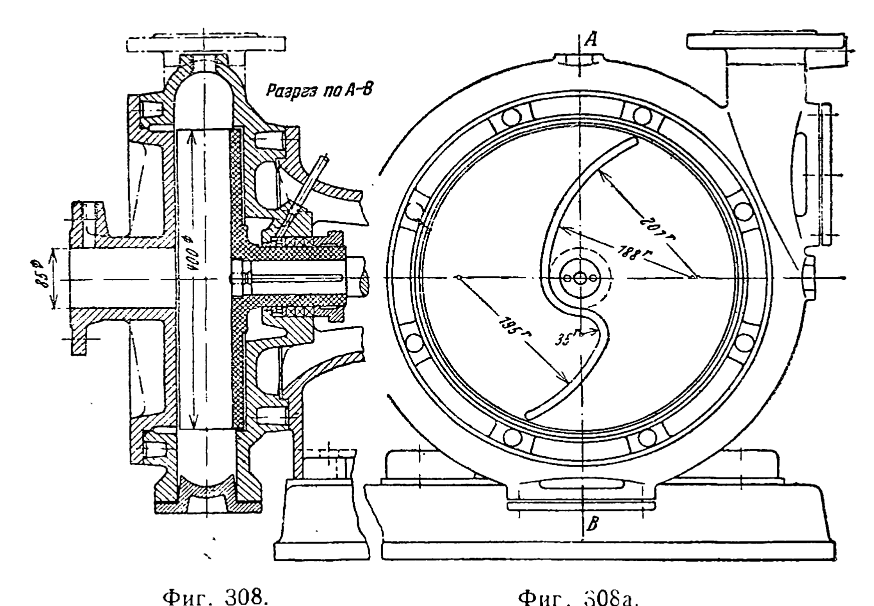
Фиг. 307. Насос для густых жидкостей (Masch.-F. Oddesse G. m. b. H., Oschersleben).

На фиг. 306 изображен насос для сточных вод с двумя утолщенными и закругленными с входной стороны лопатками, открытым спереди колесом и концентрическим кожухом. Еще большую надежность против задерживания нитей и подобных примесей имеет конструкция, в которой оба канала соединены в один S-образный (колесо *a* фиг. 307). С обеих сторон колеса помещены прокладки в виде дисков *b*, ограждающих стенки кожуха от износа. Такое мероприятие

[1] См. также Z. VDI. 1922, стр. 350, фиг. 4 и 5; далее Engineer 1924, стр. 678; Prakt. Masch.-Konstr., 1926, стр. 150 и след.

может быть рекомендовано лишь для подачи жидкостей, вызывающих большое изнашивание колеса, как, например, при воде с примесями золы, шлака, песка, руды и т. п. [1]. В тех случаях, когда это оказывается возможным, к сальникам подводят в качестве „защищающей" их жидкости чистую воду.

Для жидкостей, содержащих весьма грубые примеси, завод Борзиг применяет конструкцию, показанную на фиг. 308—308а, отличающуюся также S-образной открытой лопаткой. Входное отверстие изображено на фиг. 308а пунктиром. Расположение его относительно лопатки таково, что задержка примесей на лопатке исключается.



Фиг. 308. Фиг. 308а.

Фиг. 308 и 308а. Насос для загрязненной воды (Borsig-Hall, Type „Relut").

При густых (вязких) жидкостях, так, например, при масле, дегте, сахарной патоке и т. п., развиваемые напоры значительно меньше, чем при воде, за счет связанных с этой вязкостью потерь на трение [2].

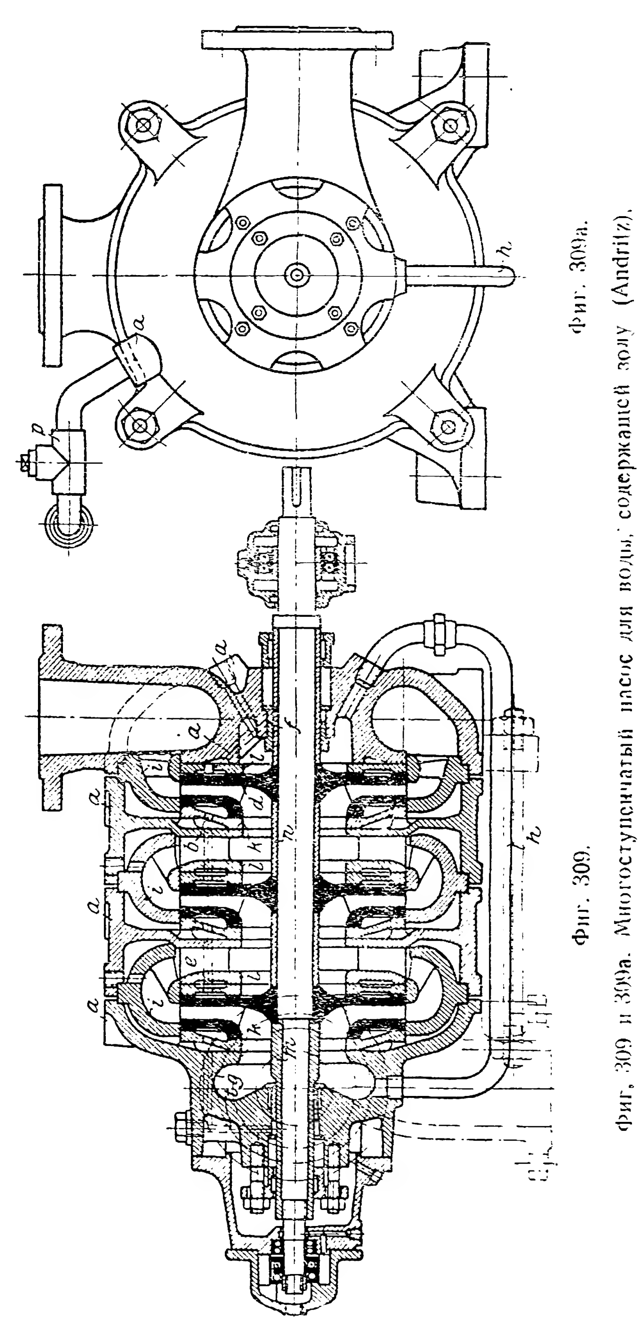
Многоступенчатые насосы, изготовляемые заводом Андритц [3], строятся им для подачи продуктов гидравлического золоудаления, состоящих из размельченных шлаков и золы (1 часть) и воды (15 частей), по типу, изображенному на фиг. 309 и 309а. В этой конструкции также применены специальные, защищающие кожух от истирания, вставные стенки из особо вязкой твердой стали. Через зазоры у колес, так же как и у сальников, непрерывно пропускается специальная вода. Эта промывающая вода поступает в пункте *a*, проходит через пространства, образованные вставками *i*, *k* и *l* и стенками кожуха, и затем по отверстиям *g* и *f* притекает к сальникам, а по отверстиям *e* и *b* — к зазо-

[1] Литература по землесосным (баггерным) насосам см. Z. VDI, 1906, стр. 1972; 1908, стр. 2004; 1913, стр. 1854 (а также 1937, стр. 258. — *Ред.*)

[2] Grün, Das Verhalten von Kreiselpumpen bei Förderung sehr zaher Flüssigkeiten, Fördertechn., 1932, тетр. 7/8.

[3] A.G. in Andritz (Steiermark). См. Oesch, Z. ges. Turbinenwes., 1915, стр. 124.

рам колеса. Число и размеры изнашивающихся поверхностей сделаны возможно меньшими. Уравновешивание осевого усилия достигается тем, что пространство за последним колесом соединено трубой h с пространством перед первым рабочим колесом. Изображенный насос дает 660 *л/мин* при напоре 25 *м* и 950 об/мин.



Фиг. 309а.

Фиг. 309.

Фиг. 309 и 309а. Многоступенчатый насос для воды, содержащей золу (Andritz).

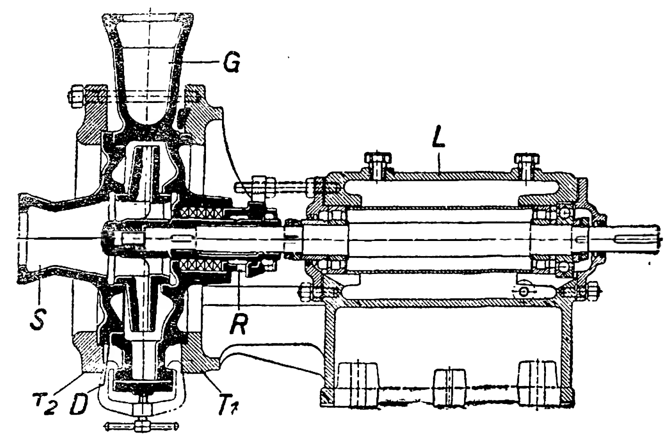
с) Насосы для кислот[1]. При подаче кислот приходится все части машины, соприкасающиеся с подаваемой жидкостью, покрывать кислотоупорным материалом. Для этой цели применяется, например, свинец или резина[2]. Очень часто из кислотоупорного материала изготовляются и кожух насоса и рабочее колесо. Завод Амаг-Хильперт (Amag-Hilpert) изготовляет подобные насосы (фиг. 310) из ферросилициевого сплава, так называемого термисилида завода Круппа (содержание Si до 18%), причем из чугуна изготовляются только станина T_1 и прижимное кольцо T_2. Поверхности уплотнений шлифованы, а сальники сделаны двойными с тем, чтобы кислота, прошедшая через набивку первого, могла отводиться через отверстие R, имеющееся между ним и набивкой второго. Так как установка насосов обычно такова, что кис-

---

[1] См. также Sulzer-Rundschau, 1931, № 4, стр. 84 и след.

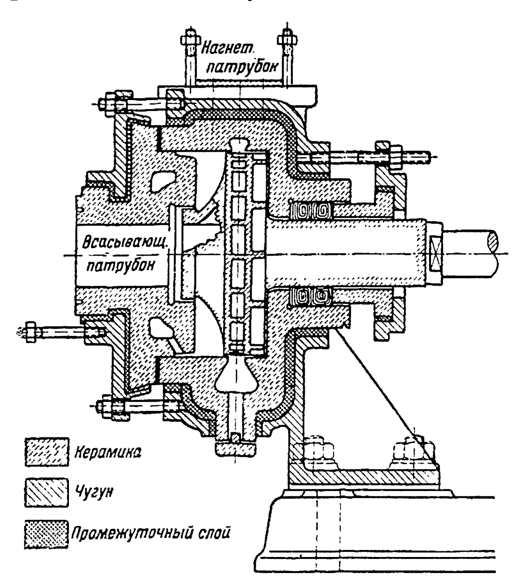
[2] Фабрики резиновых изделий (Gummiwerk) Ernst Kniepert, Löbau i. Sa.

лота притекает к насосу с напором около 1 *м*, сальники разгружаются от этого давления тем, что втулка колеса с отверстиями, служащими для уравновешивания осевого усилия, выполняется в виде осевых лопаток, которые создают разрежение позади колеса (т. е. у сальника).



Фиг. 310. Насос для кислоты (из термисилида) Amag-Hilpert-Pegnitzhütte.

Термисилид является материалом весьма твердым и хрупким и обрабатывается до нужных размеров только шлифовкой, поэтому большинство заводов применяет в настоящее время еще сплавы Круппа V2A, V4A, V6A (хромоникелевые стали), которые обрабатываются значительно лучше и обладают той же кислотоупорностью. В каждом данном случае материал, подходящий для изготовления насоса, должен подыскиваться в зависимости от сорта подаваемой жидкости. Насосы для подачи кислот, изготовляемые заводом Рейнхютте (Rheinhütte GmbH, Biebrich a. Rhein) имеют иную конструкцию [1].



Фиг. 311. Насос из керамики для кислоты (Deutsche Ton- und Steinzeugwerke).

Особой кислотоупорностью отличаются керамиковые насосы, которые противостоят всем кислотам за исключением плавиковой и которые могут быть выполнены с значительным сопротивлением на сжатие, доходящим [2] до 7 000 *кг/см*^{2}. Фиг. 311 изображает подобную конструкцию завода германских керамических изделий (Deutschen Ton- und

[1] См. Z. VDI, т. 73 (1929) № 6, стр. 185.
[2] Z. VDI, т. 71 (1927), стр. 122, 1560.

Steinzeugwerke AG., Берлин-Шарлоттенбург), в которой все внутренние части, а также вал и колесо, выполнены из керамики. Части кожуха скрепляются при помощи внешних чугунных обойм. На задней стороне колеса имеются лопатки (как и в случае фиг. 291), служащие для разгрузки сальника и также вызывающие осевое усилие, действующее в направлении подшипника.

114. СРАВНЕНИЕ ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА С ПОРШНЕВЫМ

Коэфициенты полезного действия хороших центробежных насосов колеблются в зависимости от режима работы в пределах от 65 до 88%.

У поршневых насосов, если не иметь в виду малых напоров, при тех же обстоятельствах легко достичь 85—90%.

Несмотря на более значительный расход энергии в работе, центробежные насосы во многих случаях оказываются более выгодными, чем поршневые, и именно по следующим причинам:

Общая стоимость эксплоатации насоса складывается из:

1) стоимости энергии, например, тока, угля и т. д.;

2) процентов и амортизационных сумм на затраченный капитал (постоянные эксплоатационные расходы);

3) стоимости обслуживания, смазочных и обтирочных материалов и ремонта;

4) потерь от простоев, вызванных неисправностями.

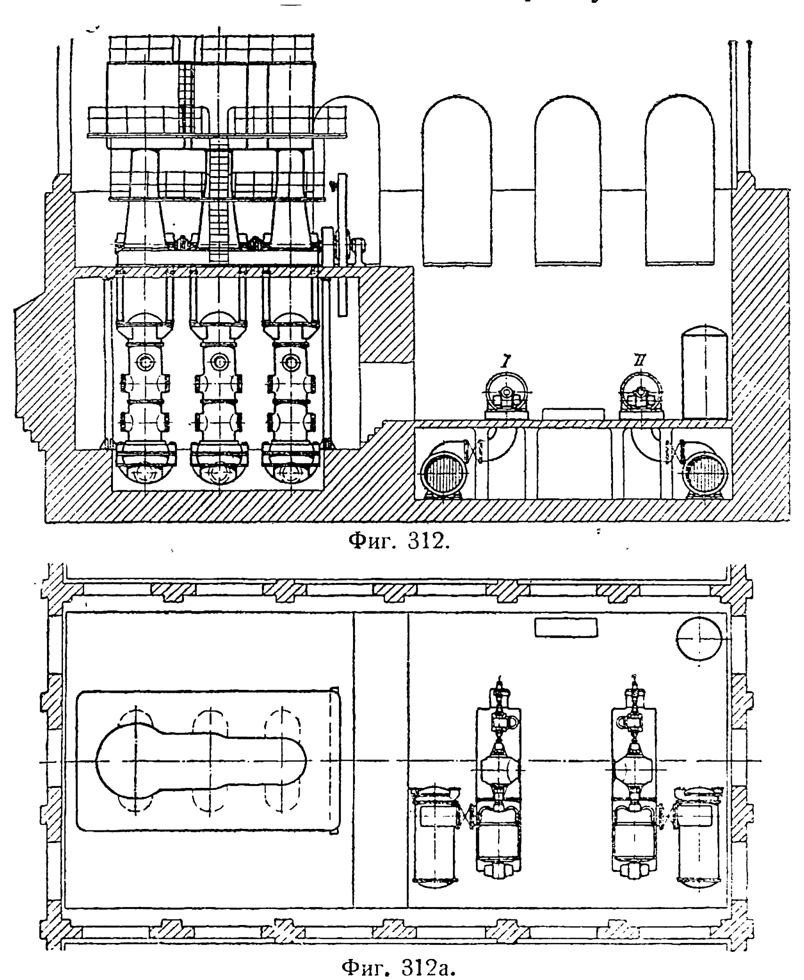
Поименованные в пп. 2—4 составные части общих расходов у центробежных насосов в общем меньше, чем у поршневых.

Затем у центробежных насосов меньше постоянные эксплоатационные расходы, потому что центробежный насос вместе с непосредственно соединенным с ним мотором значительно дешевле, чем поршневой насос, снабженный в большинстве случаев гораздо более сложным приводом. Это обусловливается значительно меньшим весом центробежного насоса вследствие отсутствия у него кривошипного механизма, рамы с маховиком, воздушного колпака и меньших размеров мотора. В случае электрического привода для поршневого насоса почти всегда требуется передаточный механизм для снижения большого числа оборотов электромотора до величины, допустимой с точки зрения работы клапанов и имеющихся при этом ускорений и замедлений масс воды между обоими воздушными колпаками. В случае привода в виде парового двигателя поршневой насос непосредственно соединяют с поршневым штоком паровой машины. Но и в этом случае расходы на агрегат (включая здание и фундамент) получаются более значительными, чем при паровой турбине с центробежным насосом. Насколько велико различие в размерах потребного здания, видно из фиг. 312 и 312a, изображающих насосную станцию городского водопровода в Эссене.

Обслуживание центробежного насоса требует только надзора за подшипниками насоса и мотора. (У поршневого насоса имеется гораздо большее число мест, подлежащих смазке, которые требуют усиленного внимания и большого расхода масла. — *Ред.*) Стоимость текущего ремонта у центробежных насосов также гораздо ниже.

Отсюда само собой следует, что простои, вызванные неисправностями, играют у центробежных насосов меньшую роль, чем у поршневых.

Таким образом составные части общих эксплоатационных расходов, поименованных в пп. 2, 3 и 4, для центробежных насосов меньше и только расход энергии больше, чем для поршневых насосов. Следовательно, применение центробежных насосов будет уместным во всех тех



Фиг. 312.

Фиг. 312а.

Фиг. 312 и 312а. Насосная станция шпиленбургского городского водопровода г. Эссен. Каждый из центробежных насосов *I* и *II* имеет ту же подачу, что и поршневой насос[1].

случаях, где стоимость энергии играет второстепенную роль, по сравнению с другими расходами, в особенности — с процентами и погашением основного капитала. Это имеет место в следующих случаях:

1) при больших подачах воды и малых напорах (насосы для подачи охлаждающей воды в конденсаторы, насосы осушительных устано-

---

[1] Стоимость обоих центробежных насосов, включая трубопровод, составляла 160 000 марок. Стоимость стоящего рядом поршневого насоса с производительностью, равной производительности одного турбонасоса, была равна 280 000 марок. Таким образом турбонасосы стоят примерно в четыре раза дешевле поршневых. См. Brumann, Z. VDI, 1913. стр. 1901.

вок, насосы для доков и т. д.), так как в этих случаях поршневой насос при высокой его стоимости должен был бы обладать при незначительном расходе энергии очень большим объемом цилиндра и, следовательно, низким к. п. д.;

2) при любых величинах подач и напоров в тех случаях, когда время работы насоса непродолжительно, как, например, в пожарных насосах, насосах для домового водоснабжения, в резервных агрегатах и т. п.

Кроме того, центробежному насосу вообще следует отдать предпочтение в том случае, если единственно возможным является электрический привод, так как при центробежном насосе отпадает надобность в промежуточной передаче и связанная с нею потеря энергии. Кроме того, быстроходный мотор, вращающий центробежный насос, обладает (во всяком случае при трехфазном токе) лучшим к. п. д., чем тихоходный мотор поршневого насоса, и не требует за собой постоянного присмотра.

При очень больших производительностях, как того, например, требует *водоснабжение больших городов или крупных предприятий*, центробежный насос с паровым приводом оказывается в настоящее время равноценным поршневому насосу даже и в отношении расхода пара, так как благодаря появлению быстроходных передач стало возможным обеспечить работу как турбины, так и насоса при наиболее благоприятных (оптимальных) для них числах оборотов [1]. При этом полностью проявляются все преимущества паровой турбины: небольшие размеры, простота ухода, экономия в расходе смазочных материалов и чистота конденсата.

Если сравнить работу паротурбинного центробежного насоса с работой паромашинного поршневого насоса без маховика (конкурирующих между собой при питании паровых котлов), то в них расход пара оказывается одинаковым уже при *средних производительностях*. Это происходит из-за того, что паровые насосы без маховика работают с почти полным наполнением, т. е. почти (или совсем) не используют работу расширения пара, имея весьма несовершенное использование пара. Только при малых подачах питательной воды поршневые насосы еще не могут быть вытеснены центробежными насосами, которые для таких условий получили бы слишком высокие числа оборотов или неблагоприятные очертания колес (§ 74).

При проектировании насосной установки рекомендуется разрешать вопрос о том, какого рода насосы дешевле в эксплоатации, при помощи экономического подсчета, учитывающего все четыре вышеупомянутых слагаемых. Однако при выборе часто отдают предпочтение центробежным насосам даже в том случае, когда общие расходы для них получаются более высокими, ибо все их эксплоатационные преимущества не могут быть учтены подсчетом; притом закрытие напорной задвижки не может вызвать поломки машины или трубопровода, как при поршневом насосе. Также при них нет надобности опасаться ударов и колебаний в трубопроводе, легко возникающих при поршневых насосах вследствие недостаточного объема воздуха в воздушных колпаках.

Во всех случаях, когда от насоса требуется подвижность, как, на-

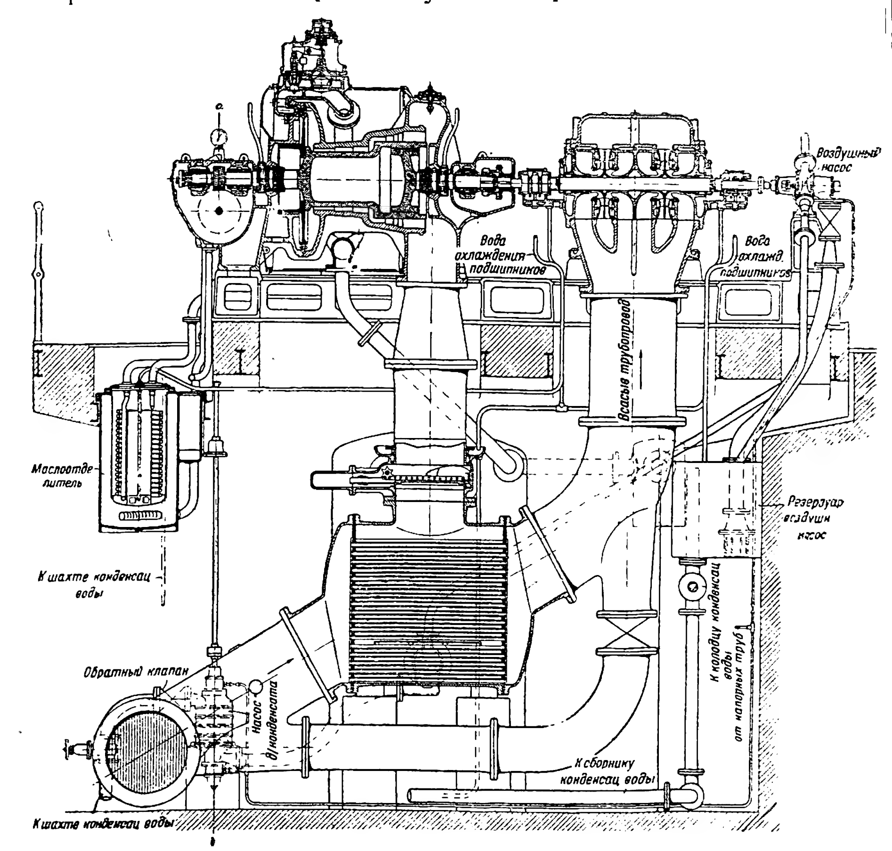
---

[1] Z. VDI, 1929, стр. 539 и след.; далее AEG-Mitt., 1925, тетр. 4, стр. 134, тетр. 10, стр. 319; 1929, тетр. 4, стр. 262; Hütte 26 немец. издание, т. 2, стр. 631.

пример, для пожарных насосов, для спускных насосов рудничного водоотлива, шахтных насосов и т. д., решающими факторами являются преимущества в виде малых габаритов и легкого веса насоса. В этих случаях в настоящее время почти исключительно употребляются центробежные насосы.

115. ПРИМЕРЫ БОЛЬШИХ НАСОСНЫХ УСТАНОВОК

а) Насосы городского водоснабжения с паротурбинным приводом. На фиг. 313—313а изображен случай непосредственного соедине-



Фиг. 313.

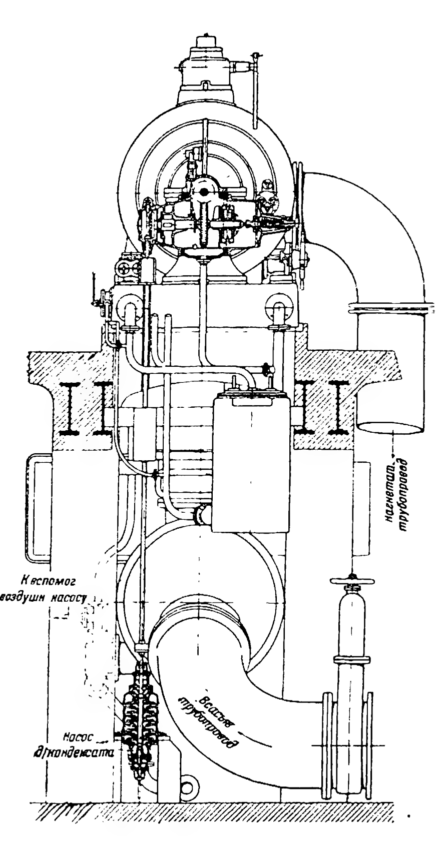
Фиг. 313 и 313а. Насосная станция с приводом от паровых турбин Шарлоттен $м^3/час$, напор 69 $м$ при 2 700 об/мин. Главный насос используется одновременно нен фирмой Maffei-Schwarzkopff-Werken).

ния паровой турбины и насоса, который из-за большой подачи и высокого числа оборотов (см. текст под фигурой), был выполнен в виде многопоточного насоса (см. § 75а; фиг. 300, стр. 449 и след.)[1]. Вода, засасываемая насосом, служит в то же время и охлаждающей водой для

[1] Brumann, Z. VDI, 1913, стр. 1856 и след.

турбинного конденсатора, для чего во всасывающий трубопровод включен поверхностный конденсатор. Так как отношение количества охлаждающей воды к количеству пара очень велико, то нагрев воды очень мал и составляет всего 1,5° С. Этот нагрев допускают ради того, что при этом вся установка получается более простой и более дешевой и что при этом расход пара уменьшается благодаря лучшему вакууму и отсутствию весьма неэкономно работающей турбинки, служащей приводом насоса, подающего к конденсатору охлаждающую воду.

С главным насосом непосредственно соединен ротационный воздушный насос системы Вестингауз Леблан. Вертикальный конденсатный насос, к которому конденсат должен притекать с напором и который ради этого расположен глубоко внизу, приводится в движение посредством винтовых колес и вертикального промежуточного вала отвала регулятора турбины. Насос этот ввиду небольшого расхода воды выполнен многоступенчатым.



Фиг. 313а.

бургского водопровода; подача 1 440 для охлаждения конденсатора. Выпол-

Насосы городского водоснабжения, приводимые в движение паровыми турбинами, в последнее время стали значительно более экономичными за счет усовершенствования зубчатых передач, так как с ними оказалось возможным и насос и турбину использовать на наиболее выгодном для каждого из них числе оборотов. На фиг. 314, 315 и 315а показан общий вид установки подобного рода[1]. Насос, изображенный отдельно на фиг. 258 и 258а, имеет в этом случае одно сдвоенное колесо с широкими каналами, вода подводится к колесу плавно без крутых поворотов, чем обеспечивается высокий к. п. д. и большая высота всасывания. В то время как в описанной ранее, более старой, установке (фиг. 313) удельная работа 1 *кг* пара при 8 *ати* и 350° С равна 45 *м*, что в то время считалось весьма хорошим показателем, в установке гамбургского водопровода 1 *кг* пара 15 *ати* и 350° С совершает удельную работу в 60 *м*, т. е. здесь расход пара такой же, как и у лучших поршневых насосов[2]. Для более высоких напоров насосы выполняют (считаясь с высотой всасывания) многоступенчатыми [3] вроде изображенного на фиг. 272.

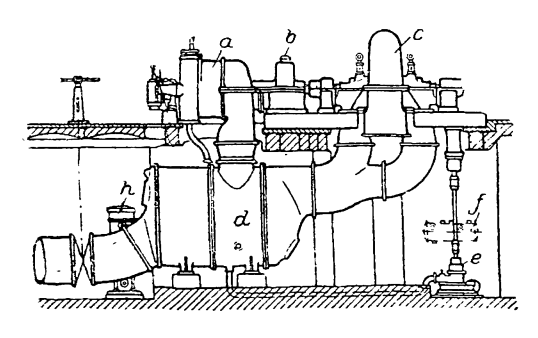
Теперь часто даже для конденсационных насосов обычных паро-

[1] См. отчет Holtman u. Schroder в „Industrie-Bibliothek“, 4 год издания, т. 25 (1928), стр. 45.

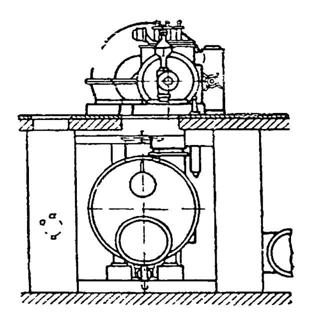
[2] Z. VDI, т. 73 (1929), стр. 539 и след.

[3] Z. VDI, т. 70 (1926), № 46; стр. 1521; AEG-Mitt., 1925, тетр. 4, 10 и 11

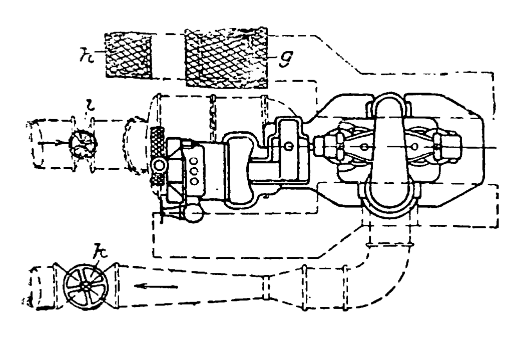
турбинных установок между насосом, подающим охлаждающую воду, и ведущей его турбиной включают зубчатую передачу с тем, чтобы избежать надобности в разделении потока (т. е. в многопоточной системе устройства насоса). В то же время насосы, подающие конденсат (питающие насосы), присоединяются к двигателю непосредственно, так как подачи этих насосов по сравнению с напором незначительны. При этом, как правило, предусматривается автоматическое переключение привода от парового на электрический [1].



Фиг. 314.



Фиг. 315.



Фиг. 315a

Фиг. 314—315a. Паротурбонасос Гамбургского водопровода (AEG) 855 об/мин у насоса и 5 400 об/мин. у турбины.

Если насосы городского водоснабжения имеют электрический привод, то простота центробежных насосов позволяет обходиться совершенно без присмотра за работой насоса, причем при малых производительностях как пуск, так и остановка производятся поплавком или манометром [2] (полная автоматичность), а при средних и больших производительностях только остановка мотора (полуавтоматичность).

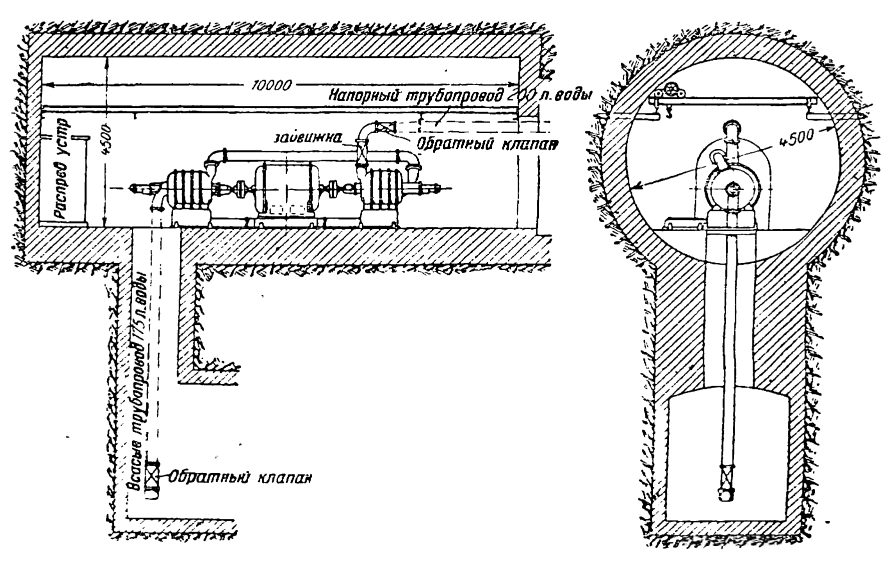
b) Водоотливные установки в горном деле. Напоры, которые приходится преодолевать при удалении воды, проникающей в шахты, в большинстве случаев весьма значительны и достигают в некоторых шахтах тысячи и более метров. Поэтому, несмотря на сравнительно большие количества перекачиваемой воды, число ступеней получается все же

[1] См. AEG-Mitt., 1926, тетр. 3, стр. 66; 1929, тетр. 2, стр. 25; Gas- u. Wasserfach, т. 68 (1925), стр. 180.

[2] Brown Boveri Mitt., 1925, тетр. 12, стр. 251 и след. AEG-Mitt., 1929, тетр. 4, стр. 300.

намного больше, чем то, которое может быть размещено в одном кожухе. В этих случаях устанавливают два последовательно включенных насоса: один низкого, а другой высокого давления. Эти насосы приводятся в движение общим электромотором, как показано на фиг. 316, или же каждый из насосов может быть снабжен отдельным двигателем[1].

В последнем случае необходимы два мотора половинной мощности каждый, стоимость которых немного превышает стоимость одного мотора суммарной их мощности. Зато в этом случае имеется преимущество, заключающееся в том, что в качестве резерва необходим только один (половинный) агрегат, который, смотря по надобности, заменяет насос высокого или низкого давления. Очевидно, что этот агрегат дол-



Фиг. 316. Фиг. 316а.

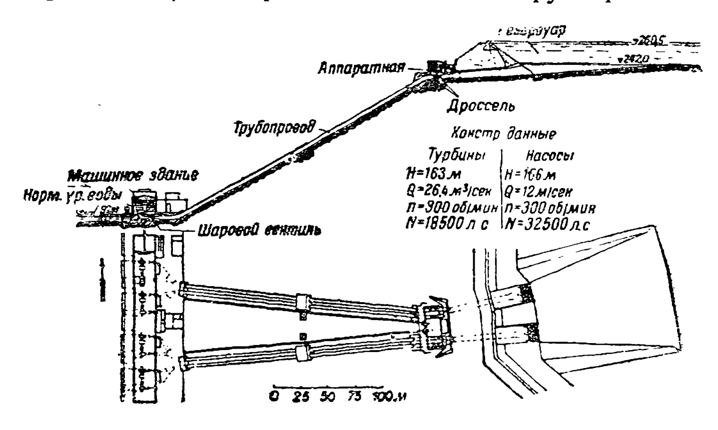
Фиг. 316 и 316а. Насосная камера в шахте. Два четырехступенчатых насоса подача 4 $м^3/мин$, $H = 385$ $м$ при 1 470 об/мин.

жен обладать прочностью насоса высокого давления. Кожух насоса высокого давления обычно отливается из стали, а в насосах низкого давления — из чугуна. Все остальные детали делаются совершенно одинаковыми. Каждый из насосов должен быть снабжен самостоятельным приспособлением для уравновешивания силы осевого давления также и в случае применения общего мотора.

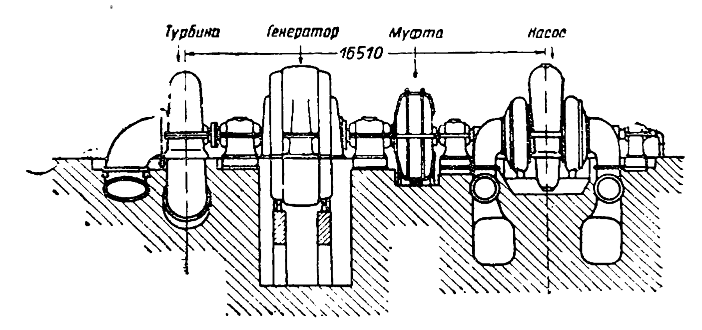
с) Установки для гидравлического аккумулирования энергии. Для улучшения использования гидроэлектрических и тепловых станций в периоды малой их нагрузки применяют гидравлическое аккумулирование, для чего при помощи центробежных насосов с электроприводом в высокорасположенные аккумулирующие водоемы подают воду из водоемов нижележащих; к. п. д. подобных установок равен произведению к. п. д. мотора, насоса с напорным трубопроводом, высоконапорной турбины с трубопроводом и генератора. Обычно этот общий к. п. д. не бывает выше 65%.

[1] Z. VDI, 1914, стр. 229.

Эти установки следует выполнять высоконапорными, так как, чем большим в них будет напор, тем меньшим должно быть количество воды, а вместе с тем и трубопровод, и аккумулирующее водохранилище, и машинное здание. Таким образом предпосылкой достаточной выгодности сооружения гидроаккумулирующей установки является гористость местности, позволяющая достигать значительных напоров (по меньшей мере 100 *м*) без применения длинных трубопроводов.



Фиг. 317. Разрез и план гидроаккумулирующей установки Herdecke, выполненной фирмой Voith-Heidenheim.



Фиг. 317а. Взаимосвязанная установка машинных агрегатов станции Herdecke.

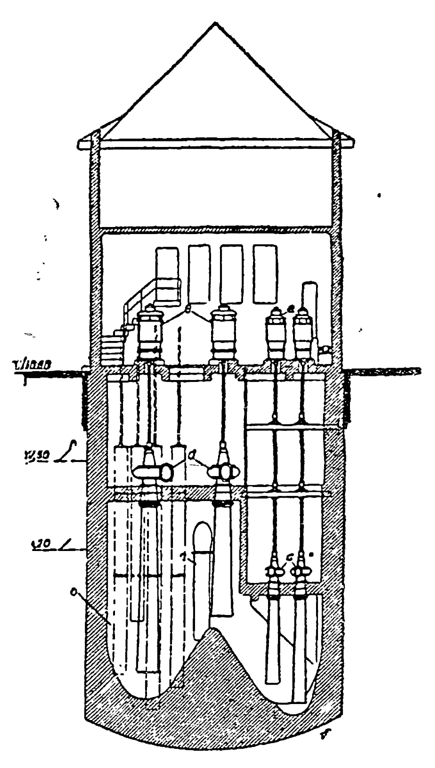
Первая установка такого рода была выполнена в Италии в 1894 г. фирмой Зульцер [1]. С тех пор число таких установок все время возрастает [2]. Фиг. 317 изображает два разреза установки Хердеке, сооруженной в 1930 г. Рейнско-Вестфальским электрическим о-вом. Эта установка имеет назначением покрывать пики нагрузок, приходящихся на электростанции этого о-ва, и служить всегда готовым резервом на случай внезапного выпадения из работы какой-либо из станций. Схема одного из трех машинных агрегатов, цифровые данные о которых приведены на фиг. 317, изображена на фиг. 317а. Между турбиной и на-

---

[1] См. Z. VDI, т. 67 (1923), стр. 827; Z. ges. Turbinenwes., т. 4 (1907), стр. 329.
[2] Escher Wyss Mitt. 1930, № 3, стр. 52; 1928, № 3; Z. VDI, т. 68 (1924), стр. 1161; т. 71 (1927); стр. 937 и 1169; т. 73 (1929), стр. 129; т. 74 (1930), стр. 409 и 833; Dtsch. Wasserwirtsch., 1930, стр. 118.

сосом находится мотор-генератор, который работает либо как генератор, либо как мотор и который при помощи гидравлической муфты [1] может быть находу соединен с насосом. Самый насос описан в § 109 в связи с фиг. 266.

Вследствие большой величины напора, приходящегося на каждую ступень, иногда местные обстоятельства побуждают применять вертикальные машины с тем, чтобы уменьшить высоту всасывания и тем самым [согласно уравнению (16) § 80] не допустить появления кавитации (как, например, в установках Хемфурт и Шлухзее). В этих случаях, понятно, насос ставится внизу, т. е. возможно ближе к водной поверхности, а еще лучше — ниже ее. Наряду с таким объединением машин в один агрегат применяют и раздельную установку турбины и насоса, особенно в небольших установках (например, Лейтцах у Мюнхена).



Фиг. 318. Автоматически работающая установка для сточных вод (AEG) в Дальхаузене.

Необходимая при объединении машин в один агрегат муфта является весьма дорогостоящим элементом всей установки и при больших мощностях не может быть осуществлена в виде чисто фрикционной муфты. Поэтому применяется либо электромагнитная муфта, либо недавно появившееся устройство в виде комбинации фрикционной муфты с гидравлической муфтой Феттингера. В последнем случае на валу мотора сидит рабочее колесо насоса, которое подает воду в колесо турбины, сидящей на валу насоса. Эта гидравлическая часть комбинированной муфты при включении доводит число оборотов вала насоса до 97% от числа оборотов мотора, после чего включают фрикционную часть муфты, а гидравлическую выключают. Однако этих муфт стремятся избегать вследствие того, что при них приходится опорожнять насос и оставлять его рабочие колеса вращающимися в воздухе вхолостую, в то время как зазоры должны охлаждаться водой. Имеющиеся попытки использовать колеса турбин также и для подачи воды (т. е. и в качестве насоса) до сих пор остались безуспешными [2].

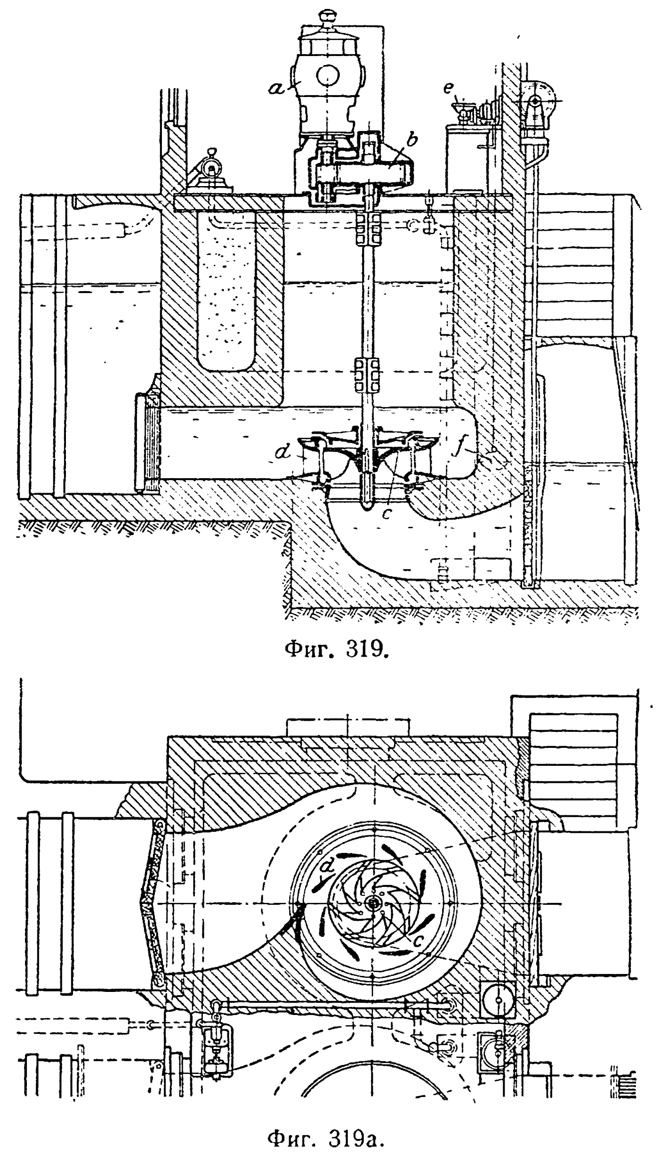
d) Канализационные насосные установки. Если сточные воды данного города вместе с большим количеством заключающихся в них осадков не могут быть отведены непосредственно в реку, то применя-

---

[1] Z. VDI, т. 74 (1930); № 25, стр. 881.

[2] Schmid, Albert, Eine umkehrbare Kreiselmaschine für Wasserkraftbetrieb. Диссертация Stuttgart 1926.

ются специальные насосы для сточных вод. Для того чтобы избежать забивания насоса грязью колеса в этих насосах насаживаются на вал консольно (см. § 113b); в остальном же применяется обычный тип



Фиг. 319.

Фиг. 319а.

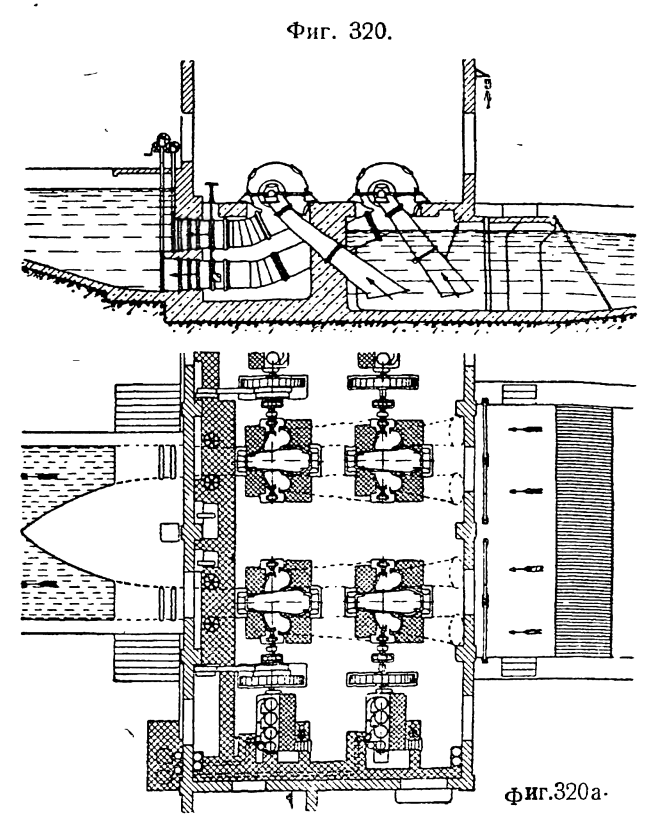
Фиг. 319 и 319а. Установка для откачки воды с радиальными насосами (L. W. Bestenbostel & Sohn, Bremen).

насоса низкого давления с горизонтальным или вертикальным валом. Имея в виду значительные изменения подачи, всю максимальную нагрузку разделяют между малыми и большими насосами, причем малые насосы рассчитываются для нормального расхода (фиг. 318 [1] изображает вы-

[1] Заимствовано из AEG-Mitt., 1931, тетр. 10, стр. 579.

полненную AEG насосную установку, в которой ввиду малой величины располагаемой площади применены вертикальные насосы). В данном случае применены два насоса по 40 *л. с.* при 1 000 об/мин и два других по 100 *л. с.* при 600 об/мин, которые в общем подают 1,2 *м*³/*сек* при 10 *м* напора. Прежде чем достигнуть резервуара, питающего насосную станцию, жидкость проходит через очистительную (осветлительную) установку. Включение и выключение насосов, поставленных выше

Фиг. 320.



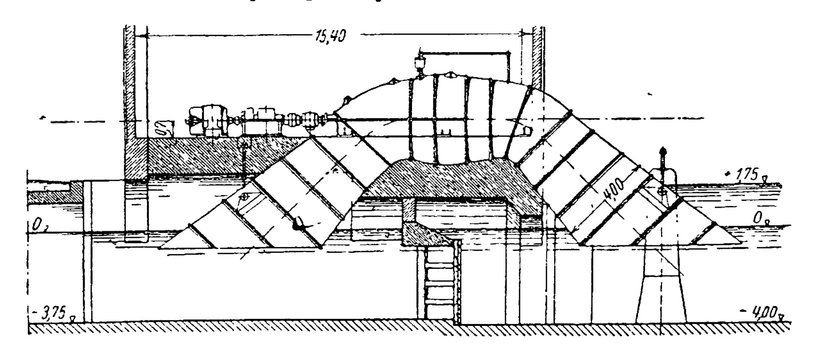
Фиг. 320 и 320а. Мелиорационная насосная установка в Нижнем Египте (Бозейли) с дизельным приводом и насосами с двухсторонним всасыванием для подачи 2,15 *м*³/*сек* каждый, $H = 4$ *м* при 212 об/мин. (завод Зульцер).

воды и соединенных с моторами при помощи промежуточных валов, производятся автоматическим поплавковым устройством в зависимости от высоты уровня в резервуаре. Всасывающие отверстия соответственно этому размещены на различных высотах так, что, несмотря на небольшую площадь, занимаемую установкой, они не нарушают друг другу притока.

е) **Водоотливные (осушительные) установки.** Для осушения болотистых низменностей с целью их использовать для сельского хозяйства в наиболее низких местах устанавливаются насосные станции, которые перекачивают избыточную воду в какой-либо водоотводящий канал или реку, отгороженную от осушаемой территории дамбой и т. п. И на-

оборот, может существовать необходимость орошения засушливых земель. В обоих случаях как количества перекачиваемой воды, так и величины необходимых напоров весьма сильно меняются в зависимости от атмосферных условий [1]. Поэтому возможность широкой регулировки является весьма существенной. В случае привода от моторов трехфазного тока приходится либо разделять всю установочную мощность на ряд отдельных агрегатов (фиг. 323), либо пользоваться моторами с переключением полюсов. В последнем случае получить нужное число оборотов можно путем переключения полюсов остановленной машины.

Наибольшими преимуществами обладает установка с вертикальным валом, позволяющая поместить рабочее колесо ниже уровня воды, что делает ненужной заливку перед пуском насоса в ход. Фиг. 319 и 319а



Фиг. 321. Осевой насос фиг. 296. Винтовое колесо диаметра 3 582 *мм*, число оборотов мотора 978, насоса $978 \frac{35}{165} \frac{34}{133} = 53$. Подача 950 *м*³/*мин*, $H = 0{,}8$ до 1,3 *м*. (максимальный напор 1,75 *м*).

изображают подобную установку завода Бестенбостель, Бремен (Bestenbostel & Sohn). Вал насоса, соединенный помощью зубчатой передачи *b* с мотором *a*, вращается в двух (выше и ниже колеса) подшипниках из белого металла с водяной смазкой. Рабочее колесо насоса *c* (по типу колес Френсиса) имеет лопатки, залитые в его стенки. Шариковый подпятник помещается в картере зубчатой передачи *b*. Для включения мотора служит автоматический пусковой прибор *e*, приводимый в действие уровнем воды при посредстве поплавка.

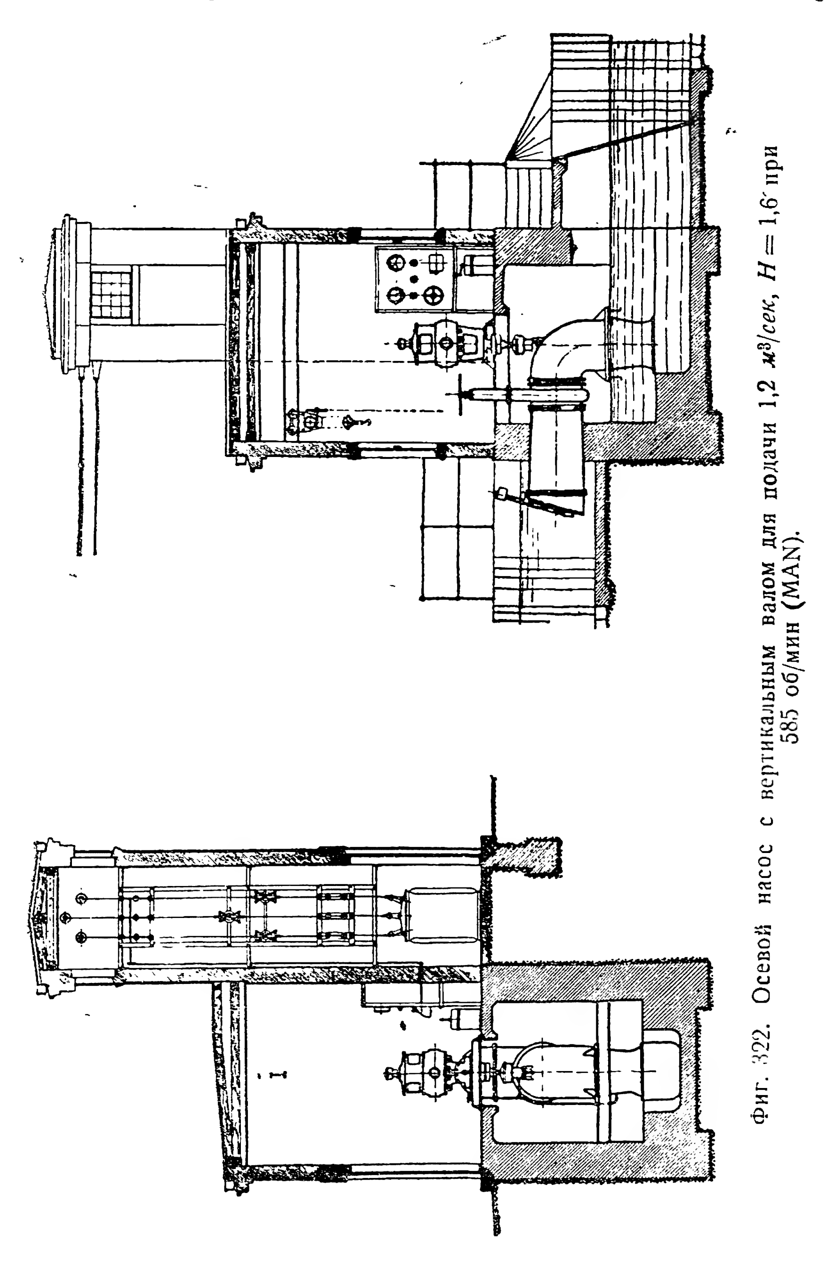
Применение радиального типа колес вызывает необходимость в большом спиральном кожухе, занимающем много места и имеющем значительную стоимость даже тогда, когда эта спираль осуществлена, как в предыдущем случае, из бетона [2]. При этом еще и его быстроходность недостаточна, что вызывает необходимость в зубчатой передаче. Число оборотов можно было бы повысить путем перехода к насосам с двухсторонним подводом воды, но это возможно только при горизонтальном их расположении; при этом оно было бы достаточно лишь для привода от дизеля. Установка этого типа с четырьмя агрегатами фирмы Зульцер изображена на фиг. 320 и 320а.

---

[1] E. Schulz, Z. VDI, т. 74 (1930), стр. 1228; далее AEG-Mitt., 1926, тетр. 5; 1931, тетр. 10.

[2] То же можно сказать об установке, описанной в Engineering, т. 129 (1930), стр. 655 и след., служащей для осушения Зюдерзее.

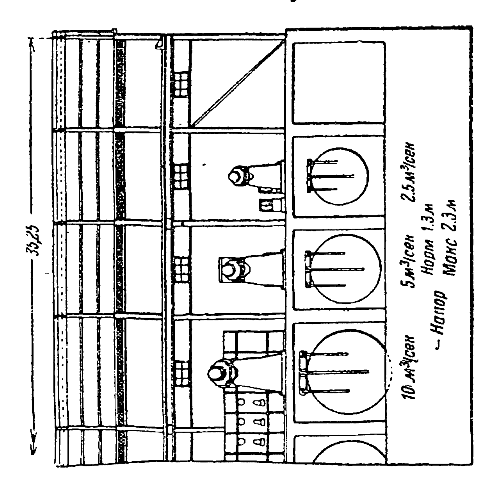
При существующих условиях работы осевой тип насосов, и в особенности пропеллерный, является наиболее рациональным. Установка, изображенная на фиг. 321, с осевым насосом, описанным в § 112

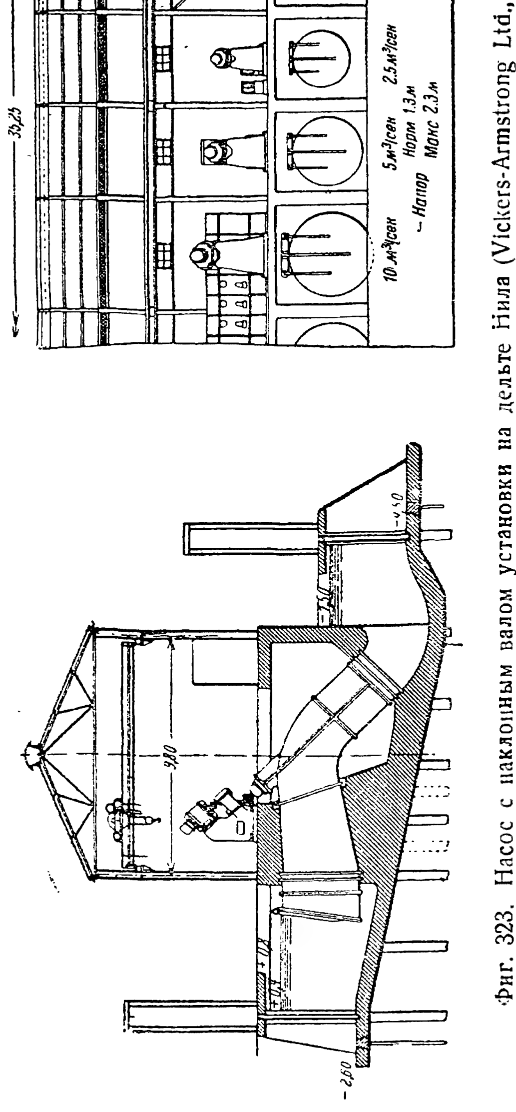


Фиг. 322. Осевой насос с вертикальным валом для подачи 1,2 $м^3/сек$, $H = 1,6$ при 585 об/мин (MAN).

(фиг. 295), представляет собой конструкцию, весьма благоприятную для течения воды. Однако применение горизонтального вала при осевом насосе вызывает опасность кавитации вследствие значительной высоты всасывания и одновременно с тем — высокой быстроходности. В этих случаях насос, работающий при вакууме, запускается в опо-

рожненном состоянии, и лишь по достижении полного числа оборотов из него удаляют воздух. Это делается для уменьшения пускового момента (что существенно при синхронных моторах) и для воспрепятствования обратному перетеканию воды в том случае, если отсутствует обратный клапан. Из этих же соображений вакуум устраняют и перед остановкой насоса.





Фиг. 323. Насос с наклонным валом установки на дельте Нила (Vickers-Armstrong Ltd., Barrow in Furness).

Фиг. 322 изображает вертикальную установку, выполненную заводом MAN. В этой установке наименьший напор определяется осевым размером колена. Для того чтобы при маленьких напорах не переходить к установкам с горизонтальным валом, применяется показанная на фиг. 323 наклонная установка. Эта установка соединяет в себе хорошие условия для протекания воды, характерные для горизонтальной установки, с постоянной готовностью к работе, характерной для вертикальной установки, и поэтому заслуживает особого внимания. Изображенная установка выполнена на дельте Нила, где установлено 68 насосов одинаковой величины в 15 группах [1].

Пропеллерные насосы применимы для напоров до 10 *м* без опасности появления кавитации. При напорах, больших 10 *м*, преимущества осевых насосов можно сохранить, применяя м н о г о с т у п е н ч а т ы е насосы такого же типа [2].

---

[1] Engineering, 1931, стр. 762 и след.

[2] См. 1-е немецкое издание этой книги и далее F. N u m a c h i, On Two-Stage Propeller-Pumps, Technol. Rep. Tôhoku Univ., т. 9 (1930), № 2.

САМОВСАСЫВАЮЩИЕ НАСОСЫ

116. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Центробежные насосы в одном пункте значительно уступают насосам поршневым, именно они не могут засасывать воду при пуске в ход, как это делают поршневые насосы, особенно если в цилиндре имеется вода. В первых всасывающие трубопроводы и сам насос приходится заливать водой перед каждым пуском. Во вторых к этому еще добавляется также и большая чувствительность центробежного насоса в отношении неплотностей во всасывающем трубопроводе и воздушных мешков, которые образуются при неправильном выполнении всасывающего трубопровода и которые могут привести к срыву работы насоса (стр. 277).

Этот недостаток особенно важен для автоматизированных насосных установок, которые должны автоматически пускаться в ход и останавливаться в зависимости от высоты уровня в резервуаре или в зависимости от давления в сети. В этих случаях всасывающая труба должна быть постоянно заполнена водой, что возможно, если за насосом не делается обратного клапана, благодаря чему давление нагнетательной сети распространяется до самого обратного клапана всасывающего трубопровода. Однако этот клапан очень часто недостаточно плотен и значительно менее доступен, чем клапан на напорном штуцере насоса, могущий одновременно служить и для разгрузки сальников. Далее, весьма часто, особенно если вода забирается из колодца, можно рассчитывать на опускание уровня почти до конца всасывающей трубы и на проникновение в нее воздуха. Самовсасывающие насосы должны употребляться в тех случаях, когда необходима постоянная готовность к работе, как, например, в пожарных насосах, судовых-трюмных и т. п. В общем можно сказать, что в большинстве случаев способность к самовсасыванию повышает надежность эксплоатации насоса. За последнее десятилетие была проделана большая работа по выработке таких самовсасывающих насосов, в результате которой имеется ряд уже выполненных конструкций. Развитие насосов этого типа еще не закончено, однако уже можно привести описание некоторых из них. Мы не будем рассматривать устройства, в которых заливка всасывающей трубы и насоса производится автоматически из нагнетательного трубопровода[1] и в которых, следовательно, удаление воздуха не производится самим насосом. То же самое относится и к шестереночным насосам и к пластинчатым ротационным насосам (с вращающейся заслонкой).

Идеальный самовсасывающий насос должен иметь возможно меньшую длительность всасывания в совокупности с хорошим к. п. д., не меньшим чем к. п. д. обычного насоса. Способность засасывать воздух должна сохраняться также и во время нормальной работы для удаления проникающих внутрь насоса воздушных пузырьков.

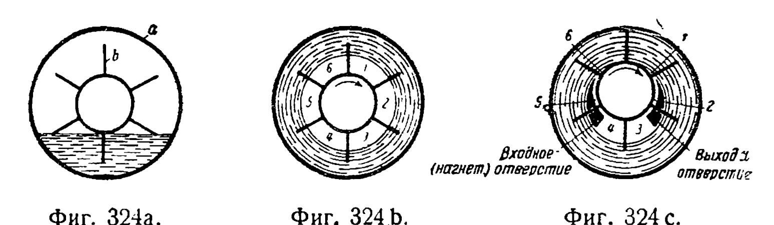
117. ПОДАЧА ВОДЫ И ВОЗДУХА ОДНИМ И ТЕМ ЖЕ КОЛЕСОМ

Описанные в этом разделе насосы могут применяться как для перемещения воды, так и для воздуха. Наиболее типичным представителем таких насосов является насос с водяным кольцом („водокольцевой" насос).

---

[1] Германский патент 346 690, 59b2.

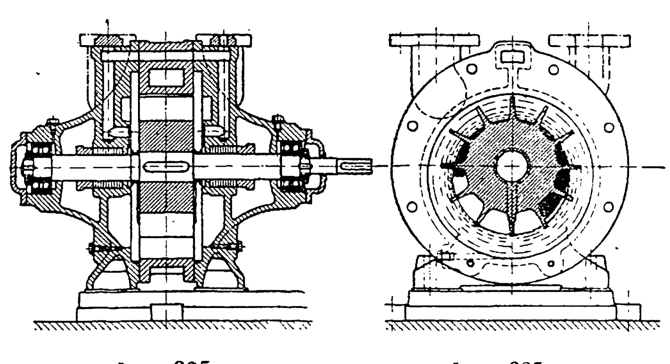
а) Водокольцевые насосы с одним и тем же направлением подачи воды и воздуха. Работа лопаток частично положительная, частично отрицательная. Эти насосы, похожие на коловратные машины, производятся и созданы, главным образом, фирмой Сименс-Шуккерт. Звездообразное колесо *b* (фиг. 324а) вращается в концентрическом цилиндре, заполненном частично водой. При вращении образуются (фиг. 324b) концентричное кольцо воды и равного размера пространства *1*÷*6* между лопатками. Если расположить колесо эксцентрично и именно так, чтобы водяное кольцо касалось втулки колеса, то про-



Фиг. 324а. Фиг. 324b. Фиг. 324с.

Фиг. 324а — с. Схема работы воздушного водокольцевого насоса.

странства между лопатками будут, начиная от точки касания, т. е. от *1* до *3*, увеличиваться, а далее от *4* до *6* уменьшаться. При этом будет иметь место засасывание из обозначенного черным отверстия справа и нагнетание в подобное же отверстие слева. В то время как всасывающее отверстие целесообразно растягивать почти на половину окружности, нагнетательное отверстие (для газов) желательно укорачивать (как то показывают фиг. 325, 325а, изображающие конструкцию завода Карл Гессе, Хемниц), для воды это укорочение не должно быть столь значительным.



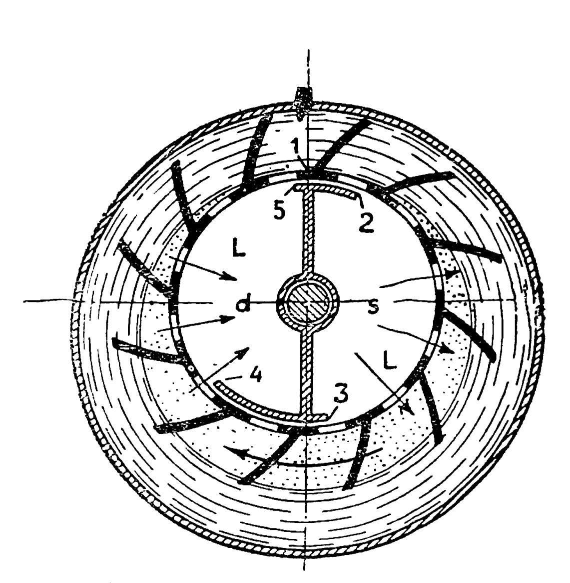
Фиг. 325. Фиг. 325а.

Фиг. 325 и 325а. Воздушный водокольцевой насос (Carl Hesse, Chemnitz).

Чрезвычайно существенно обеспечить непроницаемость зазоров между торцовыми поверхностями колеса и боковыми стенками кожуха, в которых сделаны всасывающее и нагнетательное отверстия; при недостаточной непроницаемости возникают значительные потери через зазоры. Это место конструкции является наименее надежным в эксплоатации. Уплотнение по периферии (окружности) обеспечивается кольцом воды. Поэтому данный насос более пригоден для перемещения загрязненных сред, чем пластинчатый ротационный[1], весьма сходный по принципу действия с описываемым. Благодаря большому зазору по окружности возможна также и подача воды, так как вода, не помещающаяся в уменьшающихся объемах камер, может выходить через зазоры.

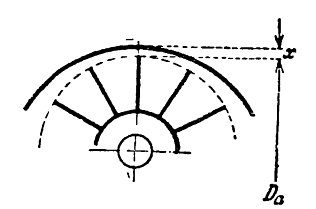
[1] Состоит из вращающегося внутри кожуха ротора с подвижными в радиальном направлении пластинками, входящими в его пазы.

Однако в этом случае к. п. д. действия его будет меньше, чем у обычной машины. При широких насосах оказывается затруднительным достаточно быстрое заполнение всего пространства между лопатками и быстрое его опорожнение. Исходя из этих соображений, целесообразно выполнять входные и выходные отверстия в обеих боковых стенках (фиг. 325). Для этой же цели завод Сименс-Шуккерт применяет втулку с диаметрами[1], увеличивающимися от торцов к середине. В конструкции фирмы Зульцер[2] (фиг. 325b) подвод и отвод жидкости происходят, как в некоторых шестереночных насосах, сквозь отверстия *L* во втулке, в результате чего можно сделать боковое ограничение подвижным (т. е. заодно с ротором). Потери через зазоры на торцовых поверхностях при этом отпадают, однако появляются аналогичные в зазорах *5-2* и *3-4*.



Фиг. 325b. Водокольцевой насос с подводом и отводом воздуха через втулку (Зульцер).

Фиг. 326. Водокольцевой насос.



Фиг. 326а.

Расход вращающейся внутри вспомогательной воды Q_w в $м^3/сек$ равен объему, прогоняемому ячейками ротора через сечение *АВ* (фиг. 326), таким образом (считая, что кольцо вплотную касается втулки ротора) при z лопатках средней толщины s при ширине лопаток b (в осевом направлении) и минутном числе оборотов n и в остальном при размерах согласно фиг. 326 имеем

$$Q_w = \left[\frac{\pi}{4} (D_a^2 - D_i^2) - z\, l_1 s \right] b\, \frac{n}{60}. \tag{1}$$

Если бы у торцов ротора не было неплотностей, то ротор, вращаясь с достаточной окружной скоростью при закрытом всасывающем отверстии, должен был бы дать теоретически возможный вакуум, т. е. создать давление, соответствующее давлению водяных паров при данной температуре. Но так как благодаря неплотностям воздух просачивается от нагнетательного отверстия к всасывающему, то действительно достигаемое разрежение меньше теоретического и тем меньше, чем хуже качество обработки деталей насоса. Хорошо изготовленные насосы создают разрежение, по данным Сименса достигающее 99,5% теоретически возможного вакуума. Благодаря этим неплотностям подаваемый объем воздуха, отнесенный к условиям всасывания, не остается независимым от развиваемого насосом давления, как того можно было бы ожи-

---

[1] Германский патент 269531.

[2] Sulzer Rdsch., 1931, № 3, стр. 59.

дать при рассмотрении фиг. 326, а уменьшается по мере увеличения разрежения и в конце концов доходит до величины, равной нулю. При отсутствии потерь через зазоры и гидравлических сопротивлений протеканию засосанный объем воздуха будет, в случае погружения на нижней стороне колеса лопаток в жидкость на глубину a равен

$$(V_g)_{theor} = \left\{ \frac{\pi}{4} [(D_a - a)^2 - D_i^2] - z(l_1 - a)s \right\} b \frac{n}{60}. \qquad (2)$$

При $a = 0$ по уравнению (1) всасываемый (в 1 сек. — *Ред.*) объем воздуха будет равен секундному расходу циркулирующей воды. Если учесть влияние неплотностей и сопротивлений при всасывании, как это всегда делается, введением объемного к. п. д. η_v, то действительно засасываемый объем воздуха $V_g = \eta_v (V_g)_{theor}$.

Для того чтобы уяснить себе принцип действия такого насоса, следует иметь в виду, что он не является разновидностью коловратной машины, а что в нем сжатие воздуха в ячейках производится водяным кольцом, т. е. как бы водяными поршнями, последние же могут поддерживать избыточное давление только в том случае, если вода в кольце обладает достаточно большой кинетической энергией. В этом смысле насос весьма приближается к инжекторам с той лишь разницей, что смешения воды с воздухом здесь совсем не требуется. На всасывающей стороне насоса воде сообщается ускорение, так что выходящие из колеса частицы воды имеют скорость, примерно равную окружной скорости u_a колеса. Поэтому среднюю скорость воды в сечении CD можно принять равной u_a, в то время как в сечении AB она равна окружной скорости середины лопатки, т. е. меньше. Поэтому $l_2 < l_1$, т. е. кольцо воды не является телом вращения, и именно наверху оно толще, чем внизу. Приняв высказанные допущения, можно определить l_2, для чего пишем $Q_w = bl_2u_a$, и таким образом при $u_a = \frac{\pi D_a n}{60}$ по уравнению (1) имеем

$$l_2 = \frac{Q_w}{bu_a} = \frac{1}{4D_a}\left(D_a^2 - D_i^2 - \frac{4}{\pi} z l_1 s\right). \qquad (3)$$

Тем самым нам также становится известен и диаметр кожуха, определяемый уравнением

$$D_g = D_a + l_2 - a = D_i + 2l_1 + l_2 - a, \qquad (4)$$

и погружение лопатки a, равное

$$a = D_a + l_2 - D_g. \qquad (5)$$

Несмотря на то, что как для воды, так и для воздуха как будто выгодно, чтобы зазор между колесом и кожухом был вверху возможно мал, все же встречаются конструкции с радиальным зазором x при B (фиг. 326а). Благодаря последнему возможно частичное выравнивание давления между зоной высокого (слева) и зоной низкого (справа) давления. Из тех же соображений число лопаток не должно быть слишком малым. В то время как уравнение (2) для этого случая остается в силе, уравнения (1) и (3) меняются, так как Q_w увеличивается на количество протекающей через зазор жидкости. При малом зазоре x весьма заметно проявляется влияние трения о стенки. Если среднюю скорость в зазоре принять равной εu_a, где ε будет коэфициентом, определенным из опытов, то расход жидкости через зазор будет равен $bx\varepsilon u_a = \frac{\varepsilon bx\pi D_a n}{60}$.

Отсюда взамен уравнений (1), (3), (4) и (5) получаем:

$$Q_w = \left[\frac{\pi}{4} (D_a^2 - D_i^2 + 4\varepsilon x D_a) - 2l_1 s \right] b \frac{n}{60}, \qquad (1a)$$

$$l_2 = \frac{1}{4D_a}\left(D_a^2 - D_i^2 - \frac{4}{\pi} z l_1 s\right) + \varepsilon x, \qquad (3a)$$

$$D_g = D_a + l_2 - a + x = D_i + 2l_1 + l_2 - a + x, \qquad (4a)$$

$$a = D_a + l_2 + x - D_g. \qquad (5a)$$

Кинетическая энергия кольца жидкости, имеющаяся в сечении CD, идет на повышение давления в левой части колеса. Постепенное повышение давления на внутреннюю поверхность водяного кольца вызывает соответствующее повышение давления во внешней его части. Таким образом в серпообразной части между ротором и кожухом происходит соответственное изменение течения воды так, что правая и левая части кольца воды также не симметричны друг другу. В левой части мы имеем расширение кольца, вызванное тем, что вода в нем скорее приближается ко втулке, чем то соответствует правой стороне. Во всяком случае в серпообразной части кольца не должно происходить образования мертвых пространств и обратных токов, для чего необходимо наличие достаточно большой окружной скорости колеса.

Давление воды имеет максимум примерно в точке E стенки кожуха (фиг. 326), которая находится на радиусе, проведенном через наивысшую точку выходного канала. Если обозначить через H' и H'' давления во всасывающем и нагнетательном отверстиях, через H_w — потери на трение во внешних струйках, то давление в точке E (в метрах водяного столба), с одной стороны, определится при помощи уравнения

$$H_{\max} = H'' + \frac{u_a^2 - u_i^2}{2g}.$$

С другой стороны, колесо сообщает внешним струйкам (около точки F, где ячейка между лопатками еще заполнена водой) полную энергию (т. е. сумму энергии давления и скоростной энергии), равную $\frac{u_a^2 - u_i^2}{2g} + \frac{u_a^2}{2g}$.

Так как скорость в точке E не должна падать до нуля (т. е. не должно образовываться застоя), то по уравнению Бернулли

$$\frac{u_a^2}{2g} + \frac{u_a^2 - u_i^2}{2g} + H' - H_w > H_{\max},$$

или, принимая во внимание предыдущее уравнение, имеем

$$u_a > \sqrt{2g(H'' - H' + H_w)}. \tag{6}$$

Подставив в уравнение $u_a = \frac{\pi D_a n}{60}$, получаем наименьшее допустимое число оборотов

$$n_{\min} = \frac{85}{D_a}\sqrt{H'' - H' + H_w}. \tag{7}$$

Уравнения (6) и (7) не учитывают воздействия на воду ротора, увлекающего последнюю благодаря силам вязкости [1]. Это воздействие, однако, аналитически учесть также трудно, как и упомянутый в § 24 и 56 обмен импульсами, обусловленный аналогичными же процессами. Так как в данном случае зазор между колесом и стенкой кожуха мал и постепенно уменьшается к левой верхней части, то это увлекающее воздействие ротора вызывает повышение давления от D через g к E, которое накладывается на потерю напора H_w, указанную выше, и даже может ее превосходить. Таким образом возможно, что член H_w, если им учитывать оба влияния, окажется в уравнениях (6) и (17) отрицательным. В дальнейшем H_w принято равным нулю.

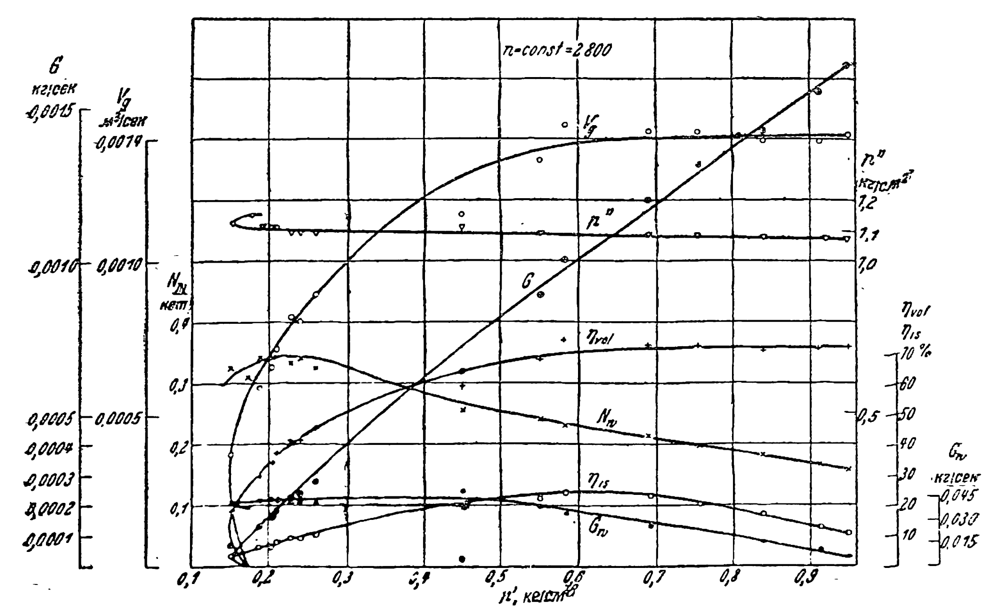
На фиг. 327 приведены характеристические кривые маленького водокольцевого насоса с размерами $D_a = 100$, $D_i = 60$, $l_1 = 20$, $b = 10$, $D_u = 115$, $s = 3$, $x = 1$ *мм*, $z = 12$ при 2 800 об/мин. В зависимости от давления всасывания p' в *кг/см*^{2} нанесены: вес подаваемого воздуха G в *кг/сек*, объем всасываемого воздуха $V_g = \frac{GRT}{p'}$, абсолютное давление нагнетания p'' в *кг/см*^{2} и мощность на валу N_w в киловаттах, дополнительный вес подаваемой воды G_w, полный к. п. д. η_{is}, отнесенный к изотермическому сжатию, и объемный коэфициент $\eta_{vol} = \frac{V_g}{(V_g)_{theor}}$, причем $(V_g)_{theor}$ определялось из уравнения (2) после

[1] См. дальше пп. „b“, „c“ этого § и затем конец § 48.

того, как были определены $l_2 = 14{,}7$ *мм* и $a = 0{,}7$ *мм* из уравнений (3а) и (5а) при $\varepsilon = 1$. Всасываемый объем остается, как то и ожидалось, постоянным до достижения вакуума порядка 50% и затем падает. Относительно высокая величина η_{vol} по отношению к η_{is} указывает, что потери образуются, главным образом, за счет трения и вихрей, а не за счет потерь через зазоры. Вспомогательное количество воды G_w по отношению к подаваемому объему V_g мало, так что его влияние на величину η_{vol} незначительно. Затрачиваемая мощность возрастает незначительно с увеличением разрежения.

Уравнение (7) дает для этого насоса при $H'' - H' = 10$ *м* и $H_w = 0$

$$n_{\min} = \frac{85}{0{,}1}\sqrt{10} = 2\,700,$$



Фиг. 327. Характеристики водокольцевого насоса при подаче воздуха.

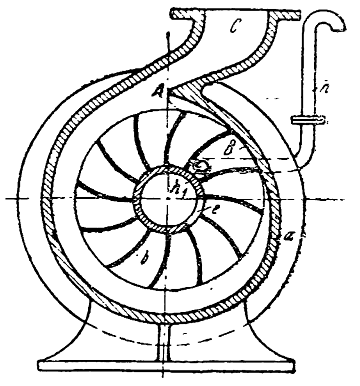
так что число оборотов довольно мало. Этим можно объяснить изгиб линии V_g при низких давлениях засасывания и затем невозможность достижения теоретического разрежения.

Вполне избежать подачи дополнительного количества воды невозможно, так как внутренняя поверхность кольца воды в отдельных ячейках ротора весьма отличается от поверхности кругового цилиндра за счет сообщаемых ей лопатками ускорений; благодаря этому вода неизбежно будет попадать в нагнетательное отверстие, если только мы не захотим ради этого сильно понизить объемный к. п. д. Подводимая вода служит одновременно для охлаждения сальников и уплотнений. Та же вытекающая вода может многократно циркулировать через насос при помощи обратных каналов.

При подаче воды процесс остается в принципе тем же, что и при работе с воздухом, однако к. п. д. ухудшается, так как отсутствуют упругие свойства воздуха. Повышение давления происходит внезапно подобно работе поршневых насосов. Замедление воды на окружности ротора также близко к ударному, что вызывает потери, связанные с внезапными изменениями скорости. Поэтому наличие в серпообразном пространстве между ротором и кожухом мертвых зон и частично обратных токов оказывается неизбежным, вследствие чего объемный к. п. д. значительно уменьшается. Опыты показывают, что напор, развиваемый таким насосом, будет меньше, чем при обыкновенном центробежном насосе с той же окружной скоростью, и что его к. п. д. будет также значительно ниже. Это обусловлено тем, что на стороне всасы-

вания ротор действует как насос (т. е. сообщает энергию жидкости. — *Ред.*), в то время как на стороне нагнетания он работает как турбина, т. е. там затраченная работа отдается обратно колесу, развиваемый же насосом напор создается только вышеупомянутым удароподобным замедлением воды в серпообразном пространстве, а также непосредственным увлекающим воздействием ротора, упомянутым выше и в середине п. „с". Характеристическая кривая напора достаточно устойчива, и мощность на валу при постоянном числе оборотов почти не зависит от величины подачи. Фирма Сименс строит эти насосы также с несколькими ступенями давления.

b) Водокольцевые насосы с раздельным отводом воды и воздуха. При подаче воды работа лопаток положительна. Плохой к. п. д. при работе с водой побудил фирму Сименс устранить турбинный эффект, что достигнуто за счет того, что выходное отверстие для воды было устроено во внешней стенке кожуха [1] (фиг. 328), так что подача воды происходит подобно тому, как и у обычных центробежных насосов. При этом нагнетательное отверстие h_1 для воздуха должно быть сделано обязательно внутри, в том месте, где кольцо воды прижимается кожухом ко входу в колесо (ко всасывающей трубе с отверстием *e*. — *Ред.*). Это сделано потому, что воздух ввиду своего малого удельного веса не может проникнуть на периферию и скопляется у начала лопаток. Таким образом воздух отводится отдельно от воды по трубе *h*.



Фиг. 328. Водокольцевой насос с раздельным отводом воздуха и воды.

Подаваемая среда подводится к колесу парциально (т. е. на части окружности. — *Ред.*) через отверстие *e* в продолженной внутрь кожуха всасывающей трубе, объединенной с боковой крышкой насоса. При подаче воздуха напорный штуцер должен быть закрыт, чтобы вспомогательная вода не уходила в напорный трубопровод. Кожух имеет обычную для центробежных насосов низкого давления форму с той только разницей, что кожух в большей своей части концентричен колесу. Испытания его дали замечательный результат: в этом концентрическом участке спирали происходит значительное повышение давления, так что развиваемый напор получается значительно выше, чем тот, который развил бы центробежный насос с такой же окружной скоростью колеса [2]. Это можно объяснить только значительным увлекающим влиянием колеса, возникающим в связи с вязкостью воды.

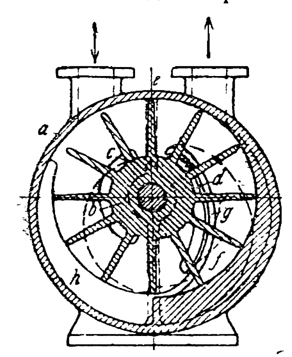
Для того чтобы кольцо заставить приблизиться к выходному отверстию h_1 для воздуха и тем самым обеспечить подачу последнего даже при незначительных числах оборотов, точка соприкосновения *B* колеса с кожухом отнесена на значительное расстояние от начала спирали *A*, а в дальнейшем (т. е. в более поздних конструкциях. — *Ред.*) помещена [3] в самой нижней точке спирали. Благодаря этому улучшается вышеупомянутое повышение давления, обусловленное увлекающим воздействием колеса, так что становится возможной подача воздуха при большем противодавлении.

с) Водокольцевые насосы с общим отводом для воды и воздуха. Работа лопаток положительна как при подаче воздуха, так и воды (насос SIHI). Описанные в п. „b" насосы требуют в периоды подачи воздуха закрывания напорного штуцера для воды. Это значительное неудобство устранено в конструкции фирмы Симен и Хинш (Siemen u. Hinsch, Itzehoe, Holstein — SIHI) тем, что вода, отбрасываемая колесом, направляется к выходному отверстию для воздуха по неподвижному каналу, а не ячейками колеса. Отличие этих насосов от описанных в пп. „а" и „b" заключается в том, что в них турбинный эффект устранен как в случае работы с водой, так и с воздухом. Перво—

---

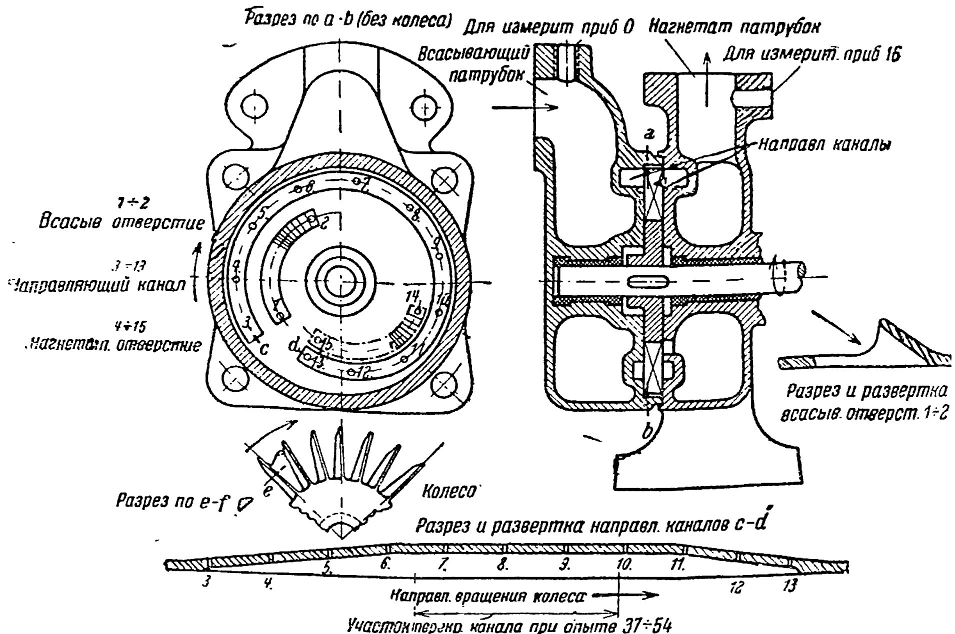
[1] Германский патент 299813, 59b2.
[2] См. германский патент 295850, 59b2, стр. 1, строки 60 ÷ 69.
[3] См. также германский патент 313262, 59b2.

начальная конструкция насоса этого типа изображена на фиг. 329 [1]. Рабочее колесо *b* расположено в кожухе концентрично. При подаче воздуха вспомогательная вода отбрасывается в выполненный в кожухе насоса канал *h*, продолжением которого является показанный пунктиром направляющий канал *f*. Таким образом необходимое для засасывания (из отверстия *c*) воздуха увеличение пространства создается путем отвода воды в сторону. Обойдя ряд ячеек по боковому каналу *f*, вода подводится им непосредственно к нагнетательному отверстию *d*, лежащему вблизи втулки колеса; при этом постепенное заполнение ячеек колеса водой осуществляется через спиральную щель *g*. Этим самым полное давление воды передается к напорному отверстию *d*. При переходе воды из щели *g* к *d* через ячейки колеса имеется лишь небольшое падение давления, обусловливаемое малым радиальным расстоянием между обеими щелями, т. е. незначительным турбинным эффектом. Между напорным отверстием *d* и всасывающим *c* водяное кольцо прижато ко втулке, причем высокое давление воды постепенно падает, становясь равным давлению всасывания. При подаче воды процесс остается тем же самым.



Фиг. 329. Насос SIHI старой конструкции. Направляющий канал *f* отделен от рабочей полости колеса.

Этот тип был впоследствии изменен фирмой Симен и Хинш в том смысле, что направляющий канал *f* в стенке кожуха был сделан открытым. Таким образом канал *f* и щель *g* (фиг. 329) совпадают. Чертеж и фотография этой новой модели представлены в виде фиг. 330 и 331. Направляющие каналы *c* и *d* находятся с обеих сторон колеса, концентрично расположенного в ко-

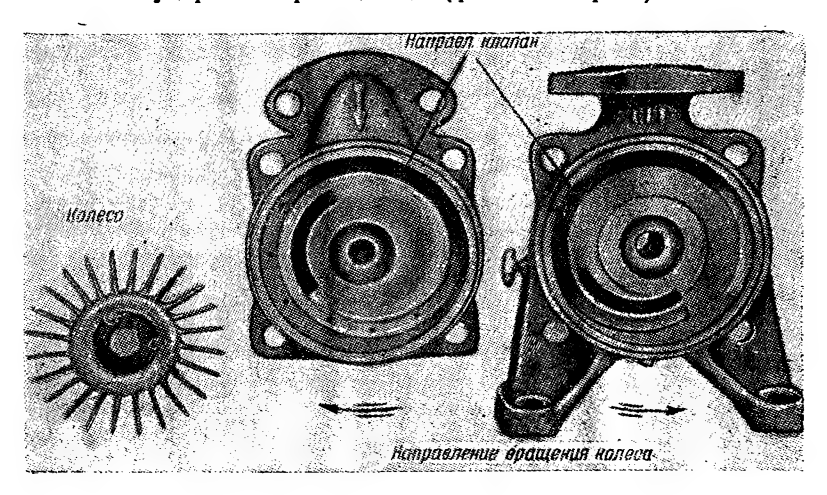


Фиг. 330. Самовсасывающий насос SIHI. Отверстия от 1 до 16 сделаны для измерений, результаты которых даны на фиг. 331а.

жухе. Они начинаются одновременно с всасывающим отверстием *1-2*, после чего постепенно углубляются, спирально изгибаются к центру около напор-

[1] Германский патент 413435, 27c12. Дальнейшие патенты фирмы Siemen u. Hinsch: 337365, 59b4; 407062, 59b2; 435509, 59b2; 473949 59b2.

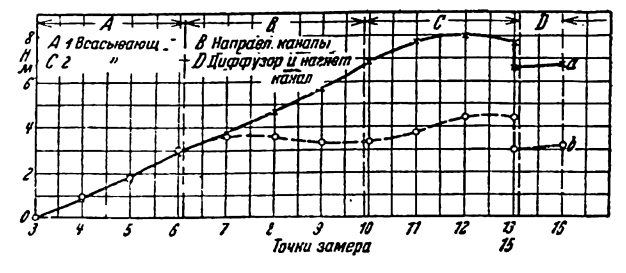
ного отверстия *14-15* и переходят снова в плоскую стенку. В этом насосе выходящей из обоих каналов воде также приходится пройти небольшой участок пути по направлению к центру (чтобы достичь напорного отверстия) по лопаткам колеса. Напорное и всасывающее отверстия выполнены таким образом, что обеспечен безударный переход воды (фиг. 330 справа). В остальном прин-



Фиг. 331. Внутренний вид насоса фиг. 330.

цип работы тот же, что и описанный выше. Эффективность насоса, однако, значительно больше, так как при открытых обходных каналах большое влияние оказывает увлекающее воздействие лопаток колеса, описанное в пп. „а" и „b". Работа насоса была подробно исследована Риттером [1].

Риттер измерял давления в боковых каналах при помощи отверстий, отмеченных арабскими цифрами на фиг. 330, и получил кривую давлений вдоль канала. Отрезок *A* соответствует участку канала, проходящему рядом с всасывающим отверстием; *B* — собственно направляющему каналу; *C* — участку, проходящему рядом с нагнетательным отверстием. Повышение давления пропорционально длине направляющего канала и само по себе весьма значительно. Если бы канал на участке *B* был выполнен закрытым, то приращения давления на нем, как показывает пунктирная линия, не произошло бы. Повышение давления, вызванное увлекающим воздействием лопаток колеса, значительно увеличивается двухсторонним расположением каналов при небольшой их глубине. Оно еще более увеличивается за счет изображенных на фиг. 332 вторичных токов воды, за счет которых происходит непрерывная передача энергии от колеса жидкости. Эти токи вызваны тем, что давление на внешней окруж-

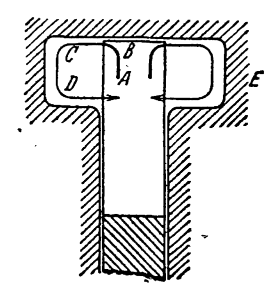


Фиг. 331а. Распределение давления, определенное, как указано на фиг. 330. Сплошная линия — открытый направляющий канал, пунктир — перекрытый направляющий канал.

[1] Ritter, Selbstansaugende Kreiselpumpen, Leipzig, Dr. Max Jänecke 1930. Оттуда же заимствованы фиг. 330, 331, 331а и 333. Во время печатания книги появилась диссертация Schmiedchen, Untersuchungen über Kreiselpumpen mit seitlichem Ringkanal, Verlag R. Noske, Borna-Leipzig 1932.

ности колеса B больше, чем на внутренней поверхности направляющего канала D.

Благодаря этому дополнительному (имеющемуся наряду с чисто вращательным воздействием колеса) увлекающему воздействию колеса, насосы фирмы Симен и Хинш развивают значительно большие напоры, чем нормальные центробежные насосы с той же окружной скоростью колеса. На своем опытном насосе Риттер получил характеристику, приведенную на фиг. 333, при окружной скорости $u_{a\,m} = 8{,}90$ *м/сек*, отнесенной к среднему диаметру направляющего канала $d_m = 118$ *мм*. При обычном центробежном насосе с направляющими лопатками согласно уравнению (44) § 44 напор должен был бы быть примерно равным 3,17 *м*, т. е. примерно в 2,5 раза меньше, чем у описываемого насоса. Если обратить внимание на давление при расходе, равном нулю, то это соотношение будет еще больше, так как кривая зависимости H идет вверх значительно круче, чем у центробежных насосов. Понятно, что это большое повышение давления, обусловливаемое перемешиванием, которое подчиняется законам неупругого удара, значительно отзывается на к. п. д., который у опытного насоса имел величину 23%, а в других насосах этого типа 30%, в то время как обычный центробежный насос такой же мощности (хорошо исполненный) имеет к. п. д. в 50—60%. При этом также оказывают влияние и удары при переходе из обводного канала через колесо в нагнетательное отверстие. Однако надо всегда помнить, что при малых расходах (вследствие парциального подвода воды), для которых данный насос исключительно и предназначен, к. п. д., т. е. стоимость расходуемой энергии, играет меньшую роль, чем стоимость насоса (на которую весьма благоприятно влияет простота изготовления и большой напор на одну ступень, несмотря на некоторое удорожание мотора). Риттер показал, что эти насосы подчиняются тем же законам подобия, что и центробежные.



Фиг. 332. Вторичные токи между направляющим и рабочим каналами.

Фиг. 333. Характеристики насоса SIHI фиг. 330 при 1 440 об/мин.

Подача воздуха насосом, несмотря на малые окружные скорости, вполне удовлетворительна.

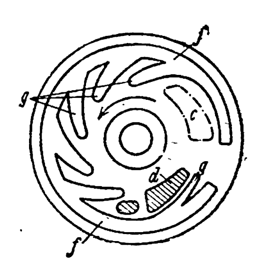
Расчет такого насоса весьма затруднен тем, что весь процесс чрезвычайно сильно искажается не поддающимся учету увлекающим воздействием лопаток.

На фиг. 334 приведена схема направляющего канала f, предложенная Баргебёром, в которой направляющий канал имеет еще и дополнительные спиральные ответвления g. Эти последние должны, повидимому, еще дальше повышать давление в направляющем канале f за счет того, что они передают это давление в места, более близкие к центру колеса, вследствие чего центробежные силы еще несколько увеличивают давление. В остальном работа насоса такой конструкции подобна работе описанного насоса фирмы Симен и Хинш. Входное отверстие c и выходное отверстие d находятся вблизи втулки колеса, расположенного концентрично внутри кожуха.

d) Смесевые насосы. Принцип действия этого рода насосов, известного только по патентной литературе, заключается в том, что воздух смешивается перед входом в колесо (или за ним) с циркулирующей вспомогатель-

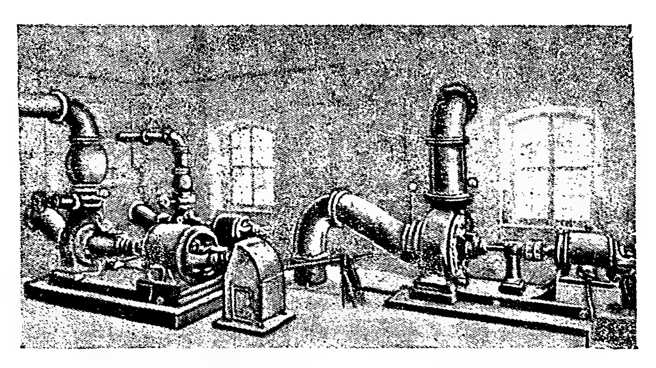
ной жидкостью, после чего давление этой смеси повышается помощью вращающегося рабочего колеса [1].

Все проекты подобного рода оказались неудачными, так как смесь воды и воздуха в колесе благодаря изменению направления под воздействием лопаток (как в центрифугах) снова разделяется на воду и воздух, и последний большей частью снова возвращается к всасывающему отверстию. Вследствие этого дальнейшее освещение этого типа насосов становится излишним. Только при колесах с протеканием жидкости в осевом направлении можно все же надеяться на ограниченный эффект, так как в этом случае кольцо, образованное отделившейся водой, давит на воздух не против потока, а перпендикулярно к нему [2].



Фиг. 334. Форма направляющих каналов самовсасывающего насоса Bargebör.

е) Винтовые насосы. Если винтовое колесо снабдить малым числом очень длинных лопаток (фиг. 292), то колесо принимает вид червячного винта и пригодно для самостоятельного засасывания воды на небольшие высоты (до 2 *м*). При этом, понятно, следует соответственным профилем всасывающего трубопровода (фиг. 335) обеспечить то, чтобы при остановке насоса в нем оставалось достаточное для образования водяного поршня количество воды. Достигаемая высота всасывания тем больше, чем больше воды находится в нисходящем участке всасывающего трубопровода (т. е. между его высшей точкой и насосом), и зависит в значительной степени также и от окружной скорости колеса.



Фиг. 335. Винтовые насосы Вейзе. Самовсасывающая установка.

118. ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОРАСПОЛОЖЕННОГО РЕЗЕРВУАРА

Обычный насос *a* (фиг. 336) в данном случае остается всегда залитым водой до тех пор, пока она имеется в резервуаре *b*. Воздух, имеющийся во всасывающем трубопроводе *c*, всасывается при пуске насоса в ход в резервуар. Последний, таким образом, должен быть настолько велик, чтобы в него мог войти весь объем расширяющегося при этом воздуха (т. е. при нормальном разрежении).

Если A — атмосферное давление (в метрах водяного столба); H_s — наибольшая манометрическая высота всасывания, измеренная в высшей точке всасывающего трубопровода (в *м*); V — объем воздуха во всасывающем трубопроводе до пуска (в $м^3$), то необходимый наименьший объем резервуара

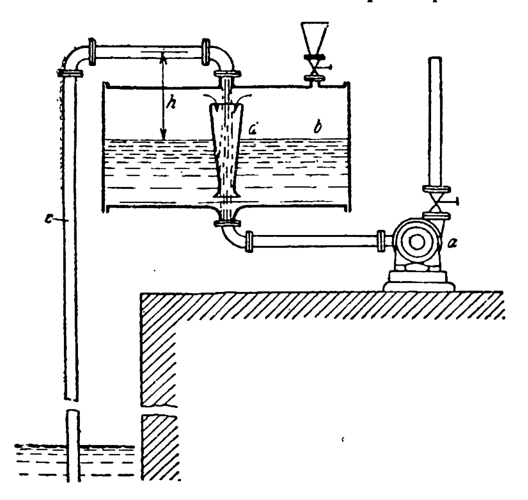
$$V_g \geqslant \frac{A}{A - H_s} \cdot V$$

---

[1] См., например, германский патент 313812, 59b2.

[2] Германский патент 448450, 474906, 59b2. Рудольф Зигель (R. Siegel), Гамбург.

Таким образом вспомогательный резервуар при значительной высоте всасывания должен иметь большие размеры. Его величина должна быть еще больше за счет высоты h (фиг. 336), наличие которой к тому же еще приводит и к дополнительным потерям энергии. Перед пуском резервуар должен быть весь заполнен водой, причем следует иметь в виду, что вода, проходящая через резервуар, непрерывно выделяет растворенный в ней воздух.



Фиг. 336. Получение самовсасывания путем установки резервуара с водой.

Эти трудности преодолевают путем устройства трубы d подобной инжектору, при помощи которой входящая в резервуар вода высасывает из него воздух и подает его в насос, т. е. автоматически удаляет воздух из резервуара. В тех случаях, когда имеется возможность опускания уровня засасываемой воды ниже храпка всасывающего трубопровода, то полному опорожнению резервуара препятствует устройство, подводящее к резервуару воду из напорного трубопровода и приводимое в действие задвижкой, связанной с поплавковым устройством, как только уровень воды опустится ниже допустимого [1]. Применение подобного устройства, кажется, распространено за границей [2].

119. ПРИМЕНЕНИЕ СТРУЙНЫХ АППАРАТОВ

а) Присоединение к напорному трубопроводу. Насосы, основным элементом конструкции которых является кольцо воды, способны в связи с парциальным подводом воды подавать только малые ее количества. Описанные в этом разделе мероприятия, однако, дают возможность сделать любой насос самовсасывающим, так как они не требуют каких-либо изменений самого насоса. Насос должен быть для этого всегда заполнен водой, ввиду чего всасывающий трубопровод выполняется с выгибом кверху (фиг. 335). Если при запуске закрыть напорный вентиль, то подаваемая вода будет циркулировать через струйный аппарат, воздухоотделитель и рабочее колесо. Вода, выходящая из воздухоотделителя и подводимая к колесу, должна при этом дросселироваться [3] и в соответствии с повышающимся разрежением во всасывающем трубопроводе, если только в самой возвышенной части всасывающего трубопровода не предусмотрен [4] разъединяющий его обратный клапан. Дросселирование и обратный клапан можно сделать ненужными, если воду, циркулирующую через струйный аппарат, подводить не во всасывающий трубопровод, а за первой ступенью насоса, которая в этом случае играет роль обратного клапана. Располагаемое для струйного аппарата давление уменьшается при этом на величину давления, развиваемого выключенной первой ступенью. Однако это устройство благодаря своей простоте должно быть предпочтено всем ранее упомянутым устройствам в тех случаях, когда располагаемый напор избыточен для целей отсасывания.

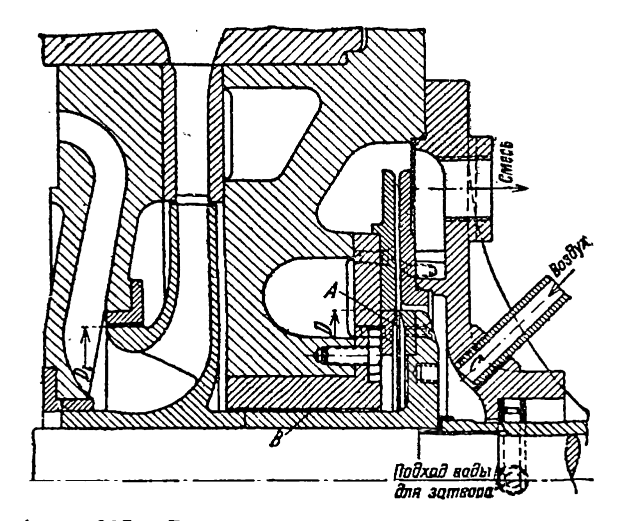
Для удобства пользования описанным устройством необходимо, чтобы переход от удаления воздуха к подаче воды происходил автоматически после того, как всасывающая труба заполнилась водой, и обратно, в тех случаях,

---

[1] Германский патент 431491.
[2] Defeld, Pompes Centrifuges. Charleroi. (Готовится русский перевод.—*Ред.*).
[3] Германский патент 527764, 59b2.
[4] Германский патент 530119, 59b2.

когда в трубе постепенно накопляется воздух. Каждое включение насоса влечет за собой необходимость изменения положения вентиля напорного трубопровода и включения или выключения струйного аппарата. Это может производиться помощью специального поплавка, находящегося во всасывающем трубопроводе. Для полного обеспечения надежного функционирования всего регулирующего устройства рекомендуется иметь добавочный малый струйный аппарат, не зависящий от поплавка и находящийся все время в действии. Это целесообразно потому, что в начальный момент подачи воды разрежение внезапно увеличивается, остатки воздуха расширяются, и поплавок снова опускается.

b) Струйный прибор, использующий воду, протекающую через зазоры. В этой конструкции для отсасывания используется источник энергии, имеющийся в каждом центробежном насосе, но не используемый, а именно энергия воды, вытекающей через неизбежно существующие зазоры между колесом и кожухом или между уравновешивающим диском и кожухом[1]. На фиг. 337 изображена конструкция, использующая устройство для уравновешивания осевого усилия в целях отсасывания воздуха. При этом главный зазор *A* служит соплом струйного аппарата, из которого подсасывающая вода выходит в виде водяного диска. Отсасываемый из всасывающего трубопровода воздух подведен трубкой *C* и увлекается в наружное „сопло"-зазор. Вода, смешанная с воздухом, выделив последний, как было описано в п. „а", снова подводится к первой или промежуточной ступени насоса.



Фиг. 337. Дисковый эжектор в комбинации с уравновешивающим диском.

Любое устройство для уравновешивания силы осевого давления состоит (см. начало § 100) из основного зазора *A* и добавочного, обычно постоянного сечения, дросселирующего зазора *B*. На фиг. 337а изображено, как этот добавочный зазор *B* заменен струйным аппаратом, включенным последовательно за основным зазором *A*. При этом в струйном аппарате по сравнению с зазором *B* имеющаяся энергия давления не теряется в зазоре *B*, как в дросселе, а превращается в скорость, которая используется для отсасывания воздуха и подачи его в атмосферу. Уравновешивание силы осевого давления этим ни в какой мере не нарушается. Так, например, если возникает осевое усилие, направленное вправо, то зазор *A* увеличивается, и за счет усиленного действия сопла *B* давление в пространстве за *A* возрастает, что и приводит к выравниванию.

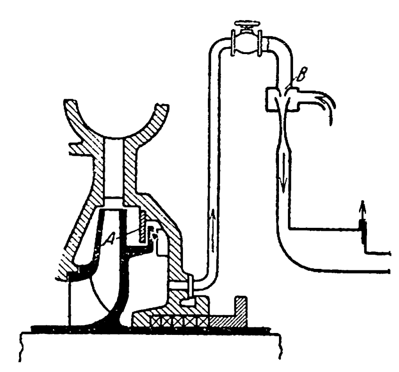
c) Струйные аппараты, использующие отходящие газы двигателей внутреннего сгорания. Это устройство, применимое при приводе от бензиновых и нефтяных моторов, заключается в том, что при запуске выхлопные газы мотора или часть их подаются с некоторым избыточным давлением в струйный аппарат. Получающееся за счет этого уменьшение мощности мотора не существенно, так как в этом случае либо отключается насос, либо колеса его вращаются в воздухе в течение всего времени отсасывания. Это устройство особо применимо для пожарных насосов (завод Бальке) и дает возможность достигнуть больших высот всасывания и одновременно небольшого времени, потребного для удаления воздуха.

---

[1] Швейцарский патент 142539, 101b; австрийский патент 119391, 59b.

120. ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ НАСОСЫ ДЛЯ ВОДЫ С ВСТРОЕННЫМ ВОЗДУШНЫМ НАСОСОМ

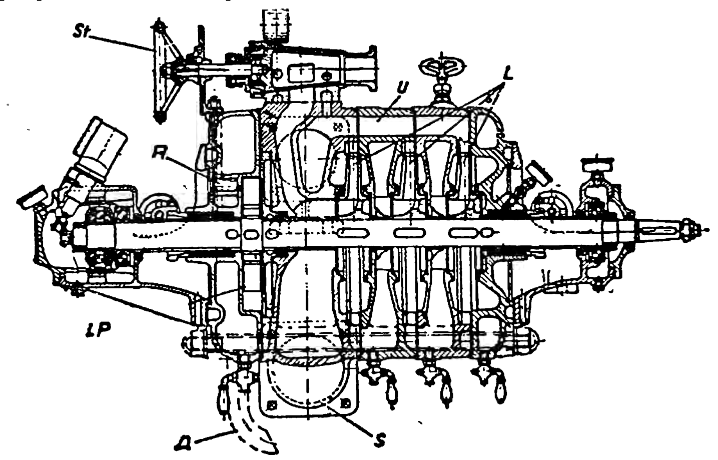
В этом случае применяются два различных насоса, приводимых в движение от общего вала и конструктивно объединенных в одно целое. Так как принцип действия такой машины не отличается от работы обычного центробежного насоса, то эта конструкция будет рассмотрена в самых общих чертах, несмотря на ее довольно большое распространение.



Фиг. 337а. Выполнение дополнительного дросселя B, уравновешивающего силу осевого давления, в качестве эжектора.

Если в качестве откачивающего воздух насоса поставлен простой воздушный насос (поршневой или коловратный), то надо иметь в виду его чувствительность к грязной воде, ввиду чего после откачки воздуха насос должен быть остановлен, что может быть произведено автоматически давлением, созданным в подаваемой воде[1]. Для этой же цели во всасывающем воздухопроводе должен иметься фильтр.

Эти неудобства можно устранить, если применить воздушный насос, работающий со вспомогательной жидкостью, причем, однако, это покупается ценой потребления более значительной мощности ввиду его более низкого к. п. д., а также возможности замерзания вспомогательной жидкости (в пожарных насосах). Обыкновенно[2] применяют обычный водокольцевой насос или насос фирмы Симен и Хинш, так как в них вода и воздух не смешиваются и поэтому нет надобности в устройстве для их разделения.



Фиг. 338. Пожарный насос с включенным перед ним водокольцевым насосом LP (Amag-Hilpert Pegnitzhütte). A — вход воздуха; R — запасный резервуар для воды; S — всасывающий патрубок; U — канал, соединяющий его с нагнетательным патрубком.

На фиг. 338 показана осуществленная таким образом конструкция трехступенчатого пожарного насоса, в которой имеется водокольцевой насос LP

[1] Германский патент 332234, 59b2.

[2] См. также Neumann, ZVDI, т. 70 (1926), № 47, стр. 1573; Ritter, Fördertechn., т. 23, тетр. 16, стр. 323 и след.

завода Сименс-Шуккерт, расположенный рядом со всасывающим пространством насоса. Он отсасывает воздух через многоходовой кран *St* и подает его в отводящий трубопровод *A*. Пространство *R* рядом с водокольцевым насосом служит запасным резервуаром вспомогательной воды, из которого пополняется вода, унесенная воздухом. По удалении воздуха поворотом крана *St* водокольцевой насос может быть отключен от пространства всасывания, причем недопустимое нагревание водяного кольца устраняется тем, что все время подсасывается некоторое количество свежей воды. Ввиду этого производящая эти насосы фирма рекомендует оставлять воздушный насос включенным во всасывающую систему, так как при этом даже при неплотных соединениях трубопровода или при наличии в нем воздушных мешков отказ в работе насоса становится невозможным.

Так как в водокольцевых насосах постоянное расходование воды, увлекаемой воздухом, во многих случаях доставляет большие неудобства, то фирма AMAG-Hilpert-Pegnitzhütte применяет распределительное устройство[1], при помощи которого воздухоотводящий канал автоматически соединяется со всасывающим патрубком водокольцевого насоса, как только насос разовьет в напорном патрубке определенное давление. В конструкции Симен и Хинш для этой же цели применяется обратный шаровой клапан[2], приводимый в действие давлением, развиваемым насосом.

Водоструйные аппараты, питаемые специальными центробежными насосами или соединение обоих их в виде так называемого струйного мокровоздушного насоса (имевших ранее широкое применение в конденсационных установках паровых турбин), не привились (несмотря на многократное обращение в них воды) ввиду большой их сложности, а в том числе также и из-за затруднительности в разделении совершенно смешанных друг с другом воды и воздуха. Также и подача воздуха у этих насосов значительно меньше, чем у водокольцевых насосов.

---

[1] Германский патент 465192, 59b2.
[2] Германский патент 473949, 59b2.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК ПО АТЛАСАМ АВИАЦИОННЫХ ПРОФИЛЕЙ, СОСТАВЛЕННЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИОННОЙ ГРУППОЙ 9 ОТДЕЛА ЦАГИ 19/IV1937 г.

1. Атлас профилей, выпуск 99 Трудов ЦАГИ, 1931.
2. Catalogue de profils d'Ailes. Service des recheches de l'aéronautique, November, 1930.
3. Munk M. and Miller S. W., Model tests with a systematic series of 27 wing sections at full Reynolds Nomber, NACA, Rep. № 221, стр. 3—18, 57 илл.
4. Атлас аэродинамических характеристик профилей крыльев, испытанных в трубе Т-1 ЦАГИ. Под ред. Б. А. Ушакова. Труды ЦАГИ М., 1935, № 193 стр. 1—77.
5. Гласс Ф. Г., Серия профилей А. Изд-во НКТП. М.-Л., 1932, стр. 33—66, 33 илл. Центр. Аэро-Гидродинам. ин-т, № 103.
6. Гласс, Ф. Г., Серия профилей в 1933 г. Госавиаавтоиздат, М., 1933 (Труды ЦАГИ, вып. 146).
7. Оглоблин А. П., Систематические исследования крыльев. М., Госмашметиздат, 1933. Труды ЦАГИ, вып. 145.
8. Aerodynamic characteristics of airfoils v. I-V. NACA, Rep. W. № 93 (1931), 124, 182, 233, 244, 286 (1928).
9. Ширманов И. М. и Горский В. П., Атлас аэродинамических характеристик авиационных профилей, Госавиаавтоиздат, М., 1932.
10. Polaire d'ailes. P-11. „Bull. du service techn. de l'aeronautique", Bruxelles, 1930, mars, № 9, p. 39—68, 54 ill.
11. Profils. — „Bull. du service techn. de l'aeronautique", Bruxelles, 1932, aout. № 12, p. 3—5.
12. Profils d'ailes. „Bull. techn". (Service technique de l'aeronautique), P. 1923, № 12, p. 1—9.
13. Profilsammlung, № 4. „Flugsport", Frankfurt a. M., 1932, № 9, p. 13—18, 8 ill.
14. Jacobs E. N., Ward K. E. and Pinkerton B. M., The characteristics of 78 related airfoil sections from tests in the variable — density wind tunnel, NACA, 1933, № 460, стр. 299—354, 106 илл.
15. Jacobs E. N., The aerodynamics of eight very thick airfoil from tests in the variable — density wind tunnel, NACA, Rep. № 391, 1933, стр. 3—14, 21 илл. (NACA 6321).
16. Stack J. and Doenboff A., Tests of 16 related airfoils at high speeds, NACA, Rep. № 492, 1934, стр. 3—23, 42 илл. (NACA 4409).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

